



GSI-90-10
REPORT
MAI 1990
ISSN 0171-4546

**REAKTIONEN ZWISCHEN SEHR SCHWEREN ATOM-
KERNEN NAHE UND UNTERHALB DER
COULOMBBARRIERE**

F. FUNKE

(Doktorarbeit, Universität Mainz)

1990

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

Planckstr. 1 · Postfach 11 05 52 · D-6100 Darmstadt 11 · Germany



Reaktionen zwischen sehr schweren Atomkernen nahe und unterhalb der Coulombbarriere

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
dem Fachbereich Chemie
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz
vorgelegt von

Friedhelm Funke
geboren in Oberahr, Westerwald

Mainz, im Januar 1990

Dekan:

Prof. Dr. P. Gütlich

1. Berichterstatter:

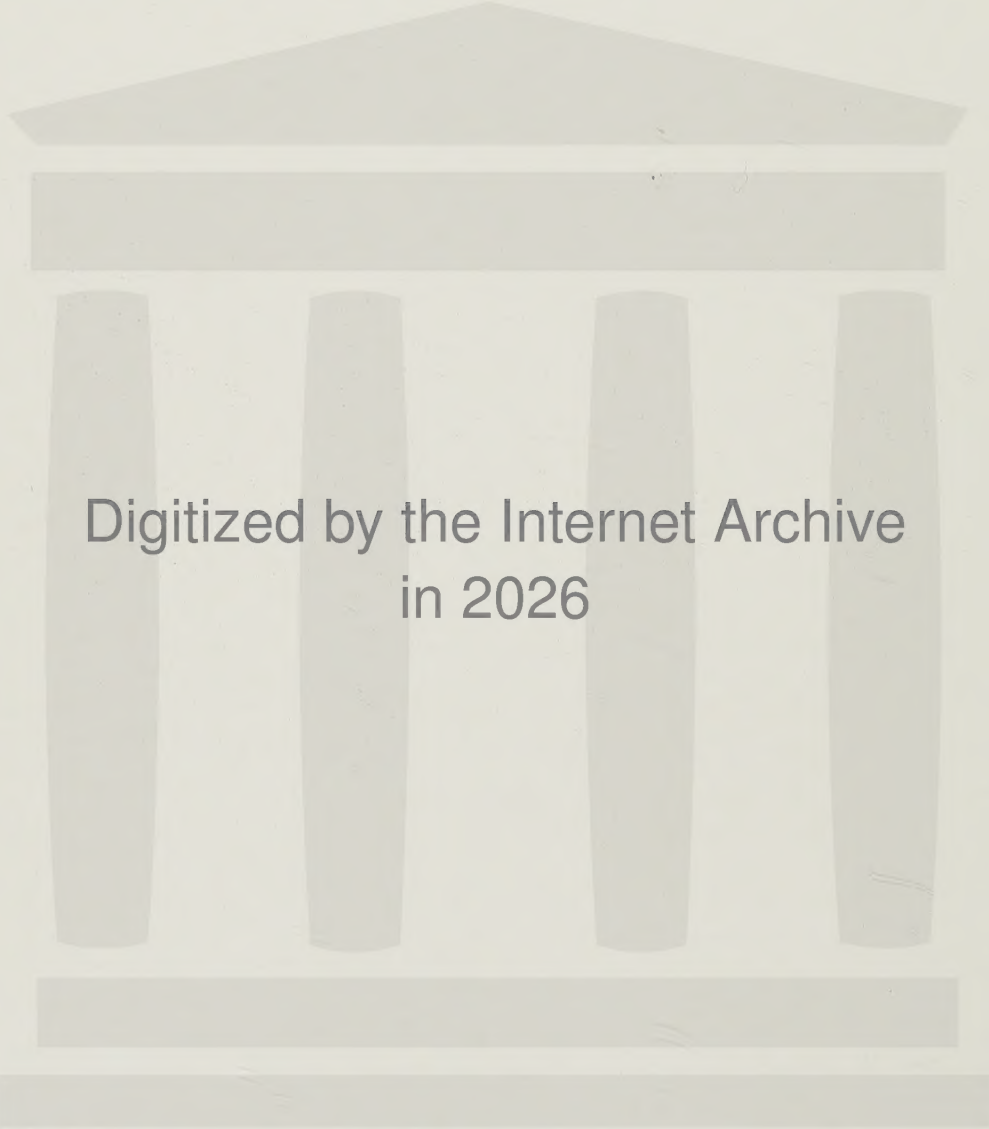
Prof. Dr. J.V. Kratz

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. G. Herrmann

Tag der mündlichen Prüfung:

26.04.90



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554422_0036

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Experiment und Datenauswertung	3
2.1 Radiochemische Methode	3
2.2 Experimente	3
2.2.1 Meßplatzaufbau	3
2.2.2 Messung von ln-Transferwinkelverteilungen	5
2.2.3 Messung von integralen Spaltquerschnitten	7
2.2.4 Messung kleiner integraler Transferquerschnitte	9
2.3 Datenauswertung	14
2.3.1 Standardauswertung	15
2.3.2 Grenzwertbestimmung für ^{198g}Au	15
2.3.3 Transformation in das Schwerpunktsystem	16
2.4 Umladung von Projektilen im Target	17
2.5 Messung der Rutherford-Streuung	19
3 Die semiklassische Beschreibung von Schwerionenreaktionen	21
4 Der 1-Neutronentransfer im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	25
4.1 Semiklassische Analyse der Daten	25
4.2 Diskussion der Ergebnisse	30
5 Der ln-Transfer in den Reaktionen $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	33
5.1 Gemessene Transferprodukte	33
5.2 Semiklassische Analyse der Winkelverteilungen	35
5.2.1 Das System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	35
5.2.2 Das System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	43
5.3 Diskussion der Diskrepanzen in den ln-Transferwinkelverteilungen	54
5.4 Der 2n-Transfer in den Systemen $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	59
6 Suche nach Abweichungen von Rutherford-Trajektorien	63
6.1 Pockets im Schwerionenpotential	63
6.2 Experimentelle Voraussetzungen für die Messung	64
6.3 Ergebnis und Diskussion	66

7 Spaltung in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	71
7.1 Anregungsfunktion der Spaltung	71
7.2 Transferinduzierte Spaltquerschnitte	73
8 Multinukleontransfer in den Reaktionen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	77
8.1 Überblick über gemessene Transferprodukte	77
8.2 Anregungsfunktionen von U- und Np-Isotopen	81
8.3 Multinukleontransferquerschnitte der Pa-, Th-, Ac- und Ra-Isotope	85
8.3.1 Die Anregungsfunktionen	85
8.3.2 Die ^{227}Th -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	90
8.3.3 Die Steigung der Anregungsfunktionen komplexer Transferkanäle	93
8.3.4 Der Zusammenhang mit den Spaltungsmessungen	95
Zusammenfassung	97
Literaturangaben	99
Anhang A. ^{239}U-Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	105
Integrale ^{239}U -Querschnitte	105
Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System	106
Differentielle ^{239}U -Querschnitte	107
Experimentelle Daten	107
Auf Anteile Target- bzw. Projektilähnlicher korrigierte Daten	108
Anhang B. Differentielle Transferquerschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	109
Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -System	109
Anhang C. Differentielle Transferquerschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	115
Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System	115
Anhang D. Integrale Transferquerschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	131
Anhang E. Integrale Transferquerschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	133
Anhang F. Differentielle Querschnitte für ^{227}Th in dem System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	135

Liste der Abbildungen

Abbildung 1.	Schema des Experimentaufbaus	4
Abbildung 2.	Trennungsgang für uranähnliche Transferprodukte	12
Abbildung 3.	Anregungsfunktion für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	26
Abbildung 4.	Winkelverteilungen für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	27
Abbildung 5.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	28
Abbildung 6.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	38
Abbildung 7.	Winkelverteilungen für ^{198g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	39
Abbildung 8.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{196g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	40
Abbildung 9.	Winkelverteilungen für ^{196g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	40
Abbildung 10.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	41
Abbildung 11.	Winkelverteilungen für ^{198m}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	42
Abbildung 12.	Winkelverteilungen für $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	42
Abbildung 13.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	45
Abbildung 14.	Winkelverteilungen für ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	46
Abbildung 15.	γ -Spektrum einer Probe aus einem $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Experiment im Rückwärtswinkelbereich	48
Abbildung 16.	Geometrie beim In-Transfer über große Abstände	49
Abbildung 17.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{196g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	50
Abbildung 18.	Winkelverteilungen für ^{196g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	51
Abbildung 19.	In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	52
Abbildung 20.	Winkelverteilungen für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	53
Abbildung 21.	Relative Differenzen in den Winkelverteilungen	56
Abbildung 22.	2n-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	60
Abbildung 23.	Winkelverteilungen für ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	61
Abbildung 24.	^{198g}Au -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei 5.36 MeV/u	65
Abbildung 25.	Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in U + Au-Kollisionen mit Grenzwerten	68
Abbildung 26.	Anregungsfunktion der Spaltung in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	72
Abbildung 27.	^{239}U -Winkelverteilungen und In-Transferspaltung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	76
Abbildung 28.	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	77
Abbildung 29.	α -Spektrum eines Thoriumpräparats aus einem U + U-Experiment	79
Abbildung 30.	Anregungsfunktionen für Np- und U-Isotope im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	82

Abbildung 31. Anregungsfunktionen für ^{238}Np und ^{239}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 32. Anregungsfunktionen von ^{227}Th , ^{226}Ac und ^{225}Ac in den Systemen $^{238}\text{U} +$ ^{238}U und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	85
Abbildung 33. Anregungsfunktionen von ^{223}Ra , ^{224}Ra und ^{225}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 34. ^{227}Th -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	91
Abbildung 35. Vergleich verschiedener Reaktionskanäle im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	93

Abbildung 31

Abbildung 1. Anregungsfunktion für ^{238}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 2. Anregungsfunktion für ^{239}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 3. Anregungsfunktion für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 4. Anregungsfunktion für ^{226}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 5. Anregungsfunktion für ^{225}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 6. Anregungsfunktion für ^{223}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 7. Anregungsfunktion für ^{224}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 8. Anregungsfunktion für ^{225}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 9. Winkelverteilung für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	91
Abbildung 10. Vergleich verschiedener Reaktionskanäle im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	93
Abbildung 11. Anregungsfunktion für ^{238}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 12. Anregungsfunktion für ^{239}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 13. Anregungsfunktion für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 14. Anregungsfunktion für ^{226}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 15. Anregungsfunktion für ^{225}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 16. Anregungsfunktion für ^{223}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 17. Anregungsfunktion für ^{224}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 18. Anregungsfunktion für ^{225}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 19. Winkelverteilung für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	91
Abbildung 20. Vergleich verschiedener Reaktionskanäle im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	93
Abbildung 21. Anregungsfunktion für ^{238}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 22. Anregungsfunktion für ^{239}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	83
Abbildung 23. Anregungsfunktion für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 24. Anregungsfunktion für ^{226}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 25. Anregungsfunktion für ^{225}Ac im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	85
Abbildung 26. Anregungsfunktion für ^{223}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 27. Anregungsfunktion für ^{224}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 28. Anregungsfunktion für ^{225}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	87
Abbildung 29. Winkelverteilung für ^{227}Th im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	91
Abbildung 30. Vergleich verschiedener Reaktionskanäle im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	93

Tabellenverzeichnis

Tabelle	1. Tracerisotope für die Bestimmung der chemischen Ausbeute	13
Tabelle	2. Gleichgewichtsladungszustände	19
Tabelle	3. ^{239}U -Winkelverteilungsmessungen im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	26
Tabelle	4. Steigungsparameter 2α für den In-Transfer in U + U-Kollisionen	29
Tabelle	5. Integrierte Querschnitte aus den ^{239}U -Winkelverteilungen in U + U-Kollisionen	30
Tabelle	6. Transferprodukte in den Reaktionen $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ für Winkelverteilungsanalysen	34
Tabelle	7. Winkelverteilungsmessungen im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	36
Tabelle	8. Steigungsparameter 2α im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	39
Tabelle	9. Steigungsparameter 2α in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	47
Tabelle	10. Grenzquerschnitte für ^{198g}Au bei extremen Rückwärtswinkeln	67
Tabelle	11. Spaltquerschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	75
Tabelle	12. Gemessene Reaktionsprodukte in den Reaktionen U + U und U + Au	78
Tabelle	13. Steigungsparameter 2α aus den Anregungsfunktionen	84
Tabelle	14. Integrale ^{239}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	105
Tabelle	15. Differentielle ^{239}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	107
Tabelle	16. Fortsetzung von Tabelle 15	107
Tabelle	17. ^{239}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	108
Tabelle	18. Fortsetzung von Tabelle 17	108
Tabelle	19. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	110
Tabelle	20. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	111
Tabelle	21. Differentielle ^{196g}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	112
Tabelle	22. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	113
Tabelle	23. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	114
Tabelle	24. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	116
Tabelle	25. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	117
Tabelle	26. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	118
Tabelle	27. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	119
Tabelle	28. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	120
Tabelle	29. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	121
Tabelle	30. Differentielle ^{196g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	122
Tabelle	31. Differentielle ^{196g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	123
Tabelle	32. Differentielle ^{196g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	124
Tabelle	33. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	125

Tabelle 34. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	126
Tabelle 35. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	127
Tabelle 36. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	128
Tabelle 37. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	129
Tabelle 38. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)	130
Tabelle 39. U- und Np-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	131
Tabelle 40. ^{232}Pa - und ^{234g}Pa -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	131
Tabelle 41. Integrale Querschnitte für ^{227}Th in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	132
Tabelle 42. Ra- und Ac-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 6.25 MeV/u	132
Tabelle 43. Integrale Querschnitte in $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ für ^{237}U , ^{240}U , ^{238}Np und ^{239}Np	133
Tabelle 44. ^{232}Pa - und ^{234g}Pa -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	133
Tabelle 45. Th-, Ac- und Ra-Isotopen-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	134
Tabelle 46. Differentielle ^{227}Th -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 5.85 MeV/u	135

1 Einleitung

In Kollisionen sehr schwerer Ionen wie ^{238}U mit ^{238}U bei Energien dicht unterhalb der Coulombbarriere wurden am Schwerionenbeschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung die Spektren der emittierten Positronen gemessen [KIE86]. Diese werden in nuklearen Prozessen (im wesentlichen durch innere Paarbildung bei der Konversion angeregter Kernübergänge) und in atomaren Prozessen durch die hohen, zeitveränderlichen Coulombfelder produziert und haben eine kontinuierliche Energieverteilung. Zusätzlich wurden unerwartete, schmale Linien in den Positronenspektren gefunden [SCH83,CLE84]. Wegen der im Vergleich zur Relativgeschwindigkeit der Schwerionen sehr schnellen Elektronenbewegung bilden die Elektronen während des Stoßes für kurze Zeit "Molekülorbitale", die mit einer Zwei-Zentren-Dirac-Gleichung beschrieben werden. Für vereinigte Kernladungen Z_u oberhalb eines kritischen Werts $Z_{\text{crit}} > 173$ (zum Vergleich: in $\text{U} + \text{U}$ -Kollisionen ist $Z_u = 184$) taucht das $1s\sigma$ -Orbital in das negative Energiekontinuum ("Dirac-See") ein. Hat dieses Orbital durch vorherige Anregung oder Ionisation eine Leerstelle, dann kann es mit einem Elektron aus dem "Dirac-See" spontan aufgefüllt werden. Das zurückbleibende Loch im "Dirac-See" stellt ein monoenergetisches Positron dar. Solche "spontanen" Positronen wurden als experimentelles Signal für den "Zerfall des neutralen Vakuums" diskutiert [REI85]. Die beobachteten, geringen Breiten der Linien in den Positronenspektren implizieren dann allerdings Lebensdauern für die quasimolekularen Zustände von $10^{-19} - 10^{-20}\text{s}$, was sehr lang ist im Vergleich zu den Kollisionszeiten ($\sim 10^{-22}\text{s}$) bei Rutherford-Trajektorien, und immer noch sehr lang im Vergleich zu den üblichen Wechselwirkungszeiten bei dissipativen Kern-Kern-Stößen mit Kernkontakt ($\sim 10^{-21}\text{s}$). Die Kollisionsdynamik zwischen zwei sehr schweren Ionen wird bei niedrigen Energien wesentlich bestimmt durch die langreichweitige, repulsive Coulombkraft. Im Gegensatz zu leichten Reaktionssystemen hat das Wechselwirkungspotential hier kein stabiles Minimum mehr, so daß die Fusion nicht mehr möglich ist. Die nominale Coulombbarriere ergibt sich aus $V_C = Z_1 Z_2 e^2 / R_{\text{INT}}$ mit den Kernladungszahlen Z_1 und Z_2 , der Elementarladung e und dem Wechselwirkungsradius R_{INT} ¹. Für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System liegt diese Barriere bei 6.1 MeV/u mit dem experimentellen Wechselwirkungsradius $R_{\text{INT}} = 16.9\text{ fm}$ [FRE79]. Aktinidenkerne wie ^{238}U haben allerdings eine beträchtliche Grundzustandsdeformation. Das Wechselwirkungspotential zwischen solchen Ionen wird deshalb auch von der relativen Orientierung der Kerne abhängen. Unter Berücksichtigung von Deformations- und Orientierungsfreiheitsgraden wurden bisher einige theoretische Berechnungen des

¹ In so schweren Reaktionssystemen werden experimentell z.B. über die "Quarter Point Methode" gemessene Wechselwirkungsradien am besten parametrisiert über $R_{\text{INT}} = 1.16(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} + 2)\text{fm}$ mit den Kernmassenzahlen A_1 und A_2 .



Schwerionenpotentials veröffentlicht. Für bestimmte Kern-Kern-Orientierungen ergeben sich in manchen Berechnungen [RHO83,SEI84,ISM86] kleine Potentialtaschen ("pockets"), die für verlängerte Wechselwirkungszeiten verantwortlich sein könnten. Von der theoretischen Seite her ist die Frage nach der Existenz von Pockets bisher aber keinesfalls geklärt. Dies folgt aus unterschiedlichen Angaben über Lage und Stärke der Pockets, aber auch aus neueren, mikroskopischen Potentialrechnungen, in denen keine Pockets gefunden wurden [OBE87].

Auch Kernreaktionen werden durch die Form des Potentials beeinflusst und könnten deshalb als experimentelle Sonde für Pockets dienen. Bisher war nur wenig bekannt über Kernreaktionen in so schweren Systemen bei Energien an und unterhalb der Barriere. Ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit war es daher, sich einen Überblick über die auftretenden Reaktionskanäle zu verschaffen. Für solche Zwecke ist besonders die radiochemische Methode, mit der man auch noch sehr kleine Querschnitte messen kann, geeignet. Klassisch ist der Reaktionsquerschnitt unterhalb der Barriere gleich Null. Es zeigt sich aber, daß auch weit unter der Barriere hohe Querschnitte durch quantenmechanisches Tunneln beobachtet werden.

Der 1-Neutronentransfer (im weiteren: "1n-Transfer") ist in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ der bei weitem stärkste Reaktionskanal mit Massentransfer, und wird auch noch über große Abstände nachgewiesen [WIR86]. Im Vergleich experimenteller ^{239}U -Winkelverteilungen mit einer semiklassischen Sub-Coulomb-Transfertheorie zeigten sich hier bemerkenswerte Abweichungen. Dieses Phänomen sollte durch die Messung von Winkelverteilungen für den 1n-Transfer in den Schwerionensystemen $\text{Au} + \text{Au}$ und $\text{U} + \text{Au}$ weiter untersucht werden. Die Ergebnisse sollten Aussagen bezüglich der Auswirkung von Deformations- und Orientierungseffekten, sowie des "Pauli-Blockings" liefern. Der Wirkungsquerschnitt für das 1n-Transferprodukt ^{198}gAu in der Reaktion $\text{U} + \text{Au}$ wird über mehr als 4 Größenordnungen der Transferwahrscheinlichkeit im Rahmen der semiklassischen Theorie, die auf Rutherford-Trajektorien basiert, exakt beschrieben. Dieser Reaktionskanal sollte deshalb als Sonde zur Suche nach durch mögliche Strukturen im Wechselwirkungspotential verursachten Abweichungen von Rutherford-Trajektorien dienen. Dazu waren viele Winkelverteilungsmessungen im Bereich der Coulombbarriere durchzuführen, um bei den extrem peripheren Kollisionen ^{198}gAu -Kerne dort nachzuweisen, wo ihr Bildungsquerschnitt im semiklassischen Modell praktisch Null ist.

Die oben erwähnten Potentialrechnungen zeigten auch, daß die Barriere zwischen deformierten Kernen in günstigen Relativorientierungen deutlich erniedrigt ist und daher Kernkontakt bereits unterhalb der nominalen Barriere erreicht werden könnte. In $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Kollisionen unterhalb der Barriere wurde ^{227}Th , entstanden durch den Transfer von 2 Protonen und 9 Neutronen, gefunden [WIR85]. Solche komplexen Transferkanäle würde man in gedämpften Reaktionen oberhalb der Barriere erwarten. Mit der Messung von Anregungsfunktionen auch anderer komplexer Transferprodukte in den Systemen $\text{U} + \text{U}$ und $\text{U} + \text{Au}$ sollte man Aussagen über das Erreichen von Kernkontakt machen können, sowie über dessen Abhängigkeit von Deformations- und Orientierungseffekten.

2 Experiment und Datenauswertung

2.1 Radiochemische Methode

Der Nachweis des Austauschs von einem oder wenigen Nukleonen zwischen sehr schweren Ionen ist schwierig. Besonders unter Vorwärtswinkeln ist der Nachweis von Transferprodukten durch einen hohen Untergrund von elastisch gestreuten Teilchen sehr erschwert. Auch ein gutes Magnetspektrometer in Verbindung mit Ionisationskammern zum Teilchennachweis erreicht nur bis zu mittelschweren Systemen hinreichende Ladungs- und Massenauflösung. Die In-Beam- γ -Spektroskopie mit koinzidentem Teilchennachweis liefert zwar die notwendigen Auflösungen, ist aber nicht geeignet zur Messung sehr kleiner Wirkungsquerschnitte. Mit der radiochemischen Methode werden diese Probleme umgangen. Hierbei wird eine eindeutige Auflösung von Masse und Ladung erreicht; zusätzlich ist diese Methode sehr empfindlich und es wurden in dieser Arbeit noch Wirkungsquerschnitte bis etwa $0.1 \mu\text{b}$ gemessen. Allerdings verliert man Information über die populierten Anregungszustände in den Produktkernen. Beim 1-Nukleon-Transfer z.B. summiert man über alle Übergänge des Nukleons in verschiedene angeregte Zustände einschließlich des Transfers in den Grundzustand. Der prinzipielle Weg der radiochemischen Methode besteht darin, Targets für eine bestimmte Zeit mit Projektilen zu bestrahlen. Die Reaktionsprodukte werden im Target selbst oder in Fängerfolien (Catcher) gestoppt. Je nach benötigter Meßempfindlichkeit trennt man die Produkte in geeignete chemische Fraktionen auf. Schließlich werden die radioaktiven Reaktionsprodukte anhand ihrer charakteristischen Zerfallsstrahlung offline gemessen. Die Details werden im folgenden Abschnitt "2.2 Experimente" behandelt.

2.2 Experimente

2.2.1 Meßplatzaufbau

Zur Untersuchung von Kernreaktionen mit sehr schweren Teilchen ist der Linearbeschleuniger UNILAC (UNiversal Linear ACcelerator) der Gesellschaft für Schwer-Ionenforschung, GSI, in

Darmstadt geeignet. Er zeichnet sich aus durch hohe Strahlintensitäten und beliebig wählbare Energien an der Coulombbarriere. Die Experimente mit ^{238}U - und ^{197}Au -Projektilen wurden am Bestrahlungsmeßplatz X1 durchgeführt. Abbildung 1 zeigt schematisch die wesentlichen Bestandteile zur Durchführung der Bestrahlungsexperimente.

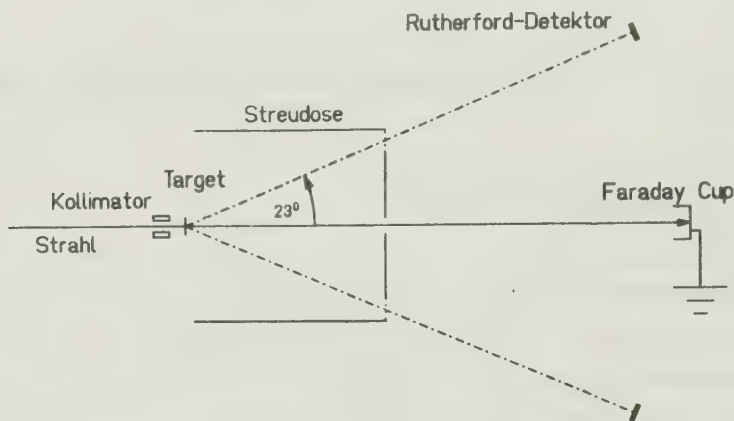


Abbildung 1. Schema des Experimentaufbaus

Die Beschleunigerenergien lagen für U-Strahlen im Bereich $4.5 \text{ MeV/u} \leq E_{\text{LAB}} \leq 6.56 \text{ MeV/u}$, für Au-Strahlen bei $4.8 \text{ MeV/u} \leq E_{\text{LAB}} \leq 5.6 \text{ MeV/u}$. Die im einzelnen verwendeten Energien der rund 50 Bestrahlungen werden bei der Präsentation der Ergebnisse in den Kapiteln 4 bis 8 angegeben. Die auf die Targets auftreffenden Intensitäten betrugen typischerweise etwa 10 Teilchen-Nanoampere ($\approx 50 \text{ s}^{-1}$)

Durch 4 Aluminiumblenden wurde der Strahl auf die Targets fokussiert. Der Durchmesser betrug 3-5 mm, wobei in Winkelverteilungsmessungen ein Durchmesser von 3 mm für eine ausreichende Winkelauflösung in der nachfolgenden Streudose gewählt wurde. Zur Erhöhung der Strahlintensität auf den Targets wurden bei Messungen von integralen Wirkungsquerschnitten im allgemeinen 4-5 mm-Blenden verwendet.

Um sowohl eine hohe Dosis als auch hohe Strahlintensität zu erlauben, wurden jeweils 9 Targets, jedes auf einem bananenförmig gebogenen Rähmchen aufgezogen, am Rand eines Targetrads montiert. Dieses Targetrad mit 34 cm Durchmesser rotierte mit einer Frequenz von 22.2 Hz synchron zur 50 Hz Makrostruktur des UNILAC-Strahls.

Bei den U + U-Experimenten bestanden die Targets meist aus $380 \mu\text{g/cm}^2$ metallischem Uran mit $30 \mu\text{g/cm}^2$ Kohlenstoffbedeckung auf beiden Seiten [FOL89]. Daneben kamen aber auch einige $380 \mu\text{g/cm}^2$ UF_4 -Targets, sowie $200 \mu\text{g/cm}^2$ Targets mit metallischem Uran, jeweils mit Kohlenstoff-Backing, zum Einsatz. Alle verwendeten Sorten von Uran-Targets waren extrem empfindlich gegenüber mechanischen und thermischen Belastungen während der Bestrahlungen. Die Lebensdauer der Targets ließ sich durch langsame Steigerung der Intensität ab Bestrahlungsanfang bis auf den "Normalwert" des Strahlstroms deutlich erhöhen. Dagegen wurden die in den U + Au- und den Au + Au-Experimenten verwendeten, selbsttragenden $360 \mu\text{g/cm}^2$ dünnen Gold-Targets fast nie beschädigt. Der Zustand der Targets wurde während der Bestrahlungen kontrolliert, zum einen über das Verhältnis von Ruthford-Streuintensität (siehe

dazu auch Abschnitt 2.5) und Intensität im Faraday-Cup, zum anderen über die Messung des Faraday-Cup-Stroms unter Ausnutzung der Umladung der Projektile im Target (siehe " 2.4 Umladung von Projektilen im Target" auf Seite 17) und der sich dadurch bei Targetdefekten äußernden Struktur des zeitdifferentiellen Makropulsstroms auf einem Oszilloskop. In den Targets erleiden die Projektile einen Energieverlust, der aus Tabellen entnommen werden kann. Bei $380 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ U-Targets beträgt der Energieverlust 0.10 MeV/u , bei $360 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au-Targets 0.08 MeV/u sowohl für U- als auch für Au-Projektile [NOR70]. Die im weiteren angegebenen Strahlenergien beziehen sich deshalb auf Energien, die die Teilchen in der Mitte des Targets haben, also im allgemeinen 0.05 MeV/u und 0.04 MeV/u niedriger als die Beschleunigerenergie für U- bzw. Au-Projektile.

Unter einem Winkel von 23° bezüglich der Strahlachse und in einem Abstand von etwa 30 cm zum Target wurden anfangs einer, später zwei Oberflächensperrschichtzähler zur Messung der elastischen Streuung angeordnet (siehe dazu auch " 2.5 Messung der Rutherford-Streuung" auf Seite 19).

Direkt hinter dem Targetrad in einem Abstand von meist 5.5 mm war eine zylindrische Dose ("Streudose") angeordnet, deren Innenwände mit den zum Auffangen der aus dem Target fliegenden Reaktionsprodukte dienenden Fängerfolien ausgekleidet waren. Eine Ausnahme hiervon war nur die Messung von Spaltquerschnitten, wo das Targetrad mitten durch die Streudose geführt wurde. Die Streudosengröße und die Art der Fängerfolien war abhängig von den zu messenden Wirkungsquerschnitten und wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Der Hauptanteil des Strahl geht unter 0° in eine 30 cm hinter der Streudose angebrachte Faraday-Tasse (Faraday-Cup) zur Messung des Strahlstroms. Dieser wurde digitalisiert und als Funktion der Zeit (Strahlprofil) aufgezeichnet.

2.2.2 Messung von 1n-Transferwinkelverteilungen

In einem großen Teil der Experimente wurden Winkelverteilungen für den 1n-Transfer in den drei Systemen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ gemessen. Die Wirkungsquerschnitte sind hier sehr groß und machen eine chemische Abtrennung der Reaktionsprodukte überflüssig. Als Catcher wurde daher Mylarfolie verwendet. Um eine gute Winkelauflösung zu erreichen, wurde eine große, zylindrische, zum Target hin offene Streudose mit den Innenabmessungen 12.5 cm (später 11.8 cm) Länge und 11.8 cm Durchmesser verwendet. Der Zylindermantel ($\simeq 85^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq \simeq 25^\circ$) wurde mit zwei $11.8 \text{ cm} \times 18.5 \text{ cm}$ großen, $75 \mu\text{m}$ dicken Mylarfolien ausgekleidet. Der kreisrunde Deckel ($\simeq 2.3^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq \simeq 25^\circ$) wurde mit einem Folienstapel aus zwei runden Mylarfolien mit 12.5 cm Durchmesser versehen. Die erste der beiden Folien diente zum Stoppen von langsamen, im Target nicht gestoppten projektilähnlichen Kernen aus zentralen Kollisionen. Dies ist von Bedeutung in symmetrischen Reaktionen wie $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ wegen der Nichtunterscheidbarkeit von projektil- und targetähnlichen Kernen. Mit $35 \mu\text{m}$ war dieser Vorstopper dünn genug, so daß die schnellen targetähnlichen Kerne in den folgenden $75 \mu\text{m}$ dicken Hauptstopper gelangen. Um auf die nötige Gesamtstopperdicke zu kommen, wurde der Vorstopper auch bei den Messungen des asymmetrischen U + Au-Systems eingeklebt. Die notwendigen, zu verwendenden Foliendicken ergaben sich aus Reichweitentabellen [NOR70]. In einigen

Bestrahlungen wurde durch Einbau einer dritten Mylarfolie hinter Vor- und Hauptstopper zusätzlich kontrolliert, daß vorher alle Produkte gestoppt wurden. Neben Austrittsöffnungen in Richtung der Rutherford-Detektoren hatte der Deckel der Dose zusammen mit dem Folienstapel unter 0° eine Strahlaustrittsöffnung mit 10 mm Durchmesser.

Die Bestrahlungsdauern lagen je nach Einschußenergie und Halbwertszeit des betrachteten In-Transferprodukts zwischen 30 Minuten und 12 Stunden. Nach Bestrahlungsende wurde eine der Fängerfolien des Zylindermantels mit Hilfe eines Messersystems in 18 parallele Streifen (Winkelbereiche) geschnitten. Wegen der Rotationssymmetrie um die Strahlachse (Gleichberechtigung aller Azimutwinkel) genügt die Messung dieser einen Hälfte der Zylinderwandauskleidung. Die Catcherfolien des Deckels wurden ebenfalls mit einem Messersystem in 8 konzentrische Ringe geschnitten. Jeder Folienbereich wurde bis zu einer Fläche von $\leq 1 \text{ cm}^2$ gefaltet und in Metallrähmchen zwischen Klebefolien befestigt. Wegen der Nichtunterscheidbarkeit von projektil- und targetähnlichen Transferprodukten in symmetrischen Systemen ist die Winkelverteilung symmetrisch um $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ bzw. $\Theta_{\text{LAB}} \simeq 45^\circ$. Zur Bestimmung des integralen Wirkungsquerschnitts kann daher die integrale Aktivität im Vorwärtswinkelbereich $0^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 45^\circ$ oder im Rückwärtswinkelbereich $45^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 90^\circ$ verwendet werden. Für diesen Zweck eignete sich die nicht gebrauchte zweite Folienhälfte der Zylinderwand ($85^\circ - 25^\circ$ LAB-System). Von dieser Folie wurde bei den Au + Au-Experimenten ein $5.5 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ großes Stück so ausgeschnitten, daß ein Bereich von $85^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 45^\circ$ abgedeckt war. Die 3 cm Breite entsprachen 8.1 % vom gesamten Azimutwinkel 2π . Diese "integralen" Proben wurden zur Normierung der Winkelverteilungen (s. Kap.4 und 5) verwendet. Der Streuwinkelbereich $85^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 90^\circ$ wurde im wesentlichen durch die Targets abgedeckt, deren Aktivität in einigen Fällen ebenfalls gemessen wurde. Der Anteil der in den Targets verbliebenen Reaktionsprodukte war allerdings klein gegenüber dem restlichen Streuwinkelbereich (weniger als 10 % vom gesamten integralen Querschnitt) und wurde für die Normierung in Kap. 5.2 vernachlässigt.

Die In-Transferprodukte sind in allen drei Systemen β^- -Strahler und emittieren in den Tochterkernen aus angeregten Niveaus beim Übergang in den Grundzustand charakteristische γ -Strahlung. Im Gegensatz zur radiochemischen Methode wird bei der In-Beam- γ -Spektroskopie der Zerfall angeregter Transferprodukte in den Grundzustand beobachtet. Die Messung der Präparate erfolgte mit bis zu 18 absolut geeichten, zur Reduzierung des natürlichen Untergrunds mit Blei abgeschirmten Ge(Li)-Detektoren im jeweils kleinsten möglichen Abstand. Trotzdem war die Anzahl der zu messenden Proben meistens sehr viel größer als die Zahl der verfügbaren Detektoren. Zum einen wurden daher nicht immer alle Winkelbereiche einer Bestrahlung komplett gemessen, zum anderen wurden ständig die Proben gewechselt.

In dem System U + Au nimmt der Querschnitt von targetähnlichen Transferprodukten unter Rückwärtswinkeln sehr stark ab (siehe Abbildung 24 auf Seite 65). Um die Nachweisgrenze zu senken, wurde bei diesen Winkeln der Untergrund in den γ -Spektren durch chemische Abtrennung störender Reaktionsprodukte (Spaltprodukte und projektilähnliche Transferprodukte) reduziert. Als Catcher diente bei diesen Rückwärtswinkeln 34 μm dicke Kupferfolie (99.95 % Cu). Die Dicke der Folie war ausreichend, um auch Teilchen mit der unter diesen Winkeln größten denkbaren

Laborenergie, der Viola-Energie von Spaltfragmenten [VIO65], vollständig zu stoppen. Diese Cu-Folie wurde über die Mylarfolie in der Streudose geklebt und nach Bestrahlungsende zusammen mit der darunterliegenden Mylarfolie wie vorhin beschrieben in die Winkelbereiche aufgetrennt. Relevant für die Untersuchungen in diesen Bereichen war nur das In-Transferprodukt ^{198g}Au . Die Chemie war deshalb darauf ausgerichtet, mit möglichst einfachen Methoden und hohen Ausbeuten Goldpräparate aus den bestrahlten Cu-Folien herzustellen. Bei einer Halbwertszeit von 2.7 Tagen des ^{198g}Au spielte der Zeitbedarf für die Trennung bei der im folgenden beschriebenen, einfachen Reagenzglaschemie keine Rolle. Die Cu-Folie wurde mit einer abgewogenen Menge elementarem Gold und einigen Kristallen Kaliumjodid in konzentrierter Salpetersäure in ein Reagenzglas gegeben. Mit konzentrierter Salpetersäure wurde das Kupfer aufgelöst. Gleichzeitig wurde das zuge setzte Jodid oxidiert, entwich als gasförmiges Jod und riß so die in der Spaltungsreaktion produzierten radioaktiven Jodisotope mit. Weitere Zugabe von konzentrierter Salzsäure führte dann zum Auflösen des Golds. Dieses Gold wurde durch Ausschütteln mit Diethylether abgetrennt. Anschließend wurde der Ether verdampft und das Gold aus einer salzsauren wässrigen Lösung durch Reduktion mit Schwefeldioxid-Wasser gefällt. Der Niederschlag wurde abgesaugt, mit konzentriertem Ammoniak zur Entfernung von eventuell mitgefälltem Thallium-(I)-chlorid und mit Wasser gewaschen. Die gravimetrisch bestimmten Ausbeuten lagen zwischen 90 und 100 %. Anhand von drei ausgewählten Präparaten wurden diese Ausbeuten nach Abschluß der ^{198g}Au -Messungen mittels Neutronenaktivierungsanalyse kontrolliert und im Rahmen von maximal 10 % Abweichung reproduziert. Diese Abweichung wurde später als Fehler der chemischen Ausbeute in den Gesamtfehler des Wirkungsquerschnitts eingerechnet. Die Präparate aus dieser einfachen Kupferchemie wurden wie die Mylarfolien-Präparate mit γ -Detektoren gemessen, allerdings im allgemeinen permanent, mit bester Abschirmung und mit den effizientesten Detektoren.

2.2.3 Messung von integralen Spaltquerschnitten

Bei der Messung von integralen Wirkungsquerschnitten für die Spaltung, die im System $U + U$ durchgeführt wurde, war die Winkelauflösung im Vergleich mit den In-Transferwinkelverteilungsmessungen ohne Bedeutung. Es wurde daher eine kleine, zylindrische Streudose mit jeweils 4 cm Länge und Durchmesser verwendet. In der Mitte der Zylinderwand war ein 1 cm breiter Schlitz über den halben Dosenumfang. Das Targetrad ragte so in diesen Schlitz, daß das bestrahlte Target selbst genau in der Dosenmitte stand. Die Korrektur für die im Schlitz nicht erfaßte Spaltprodukte ist vernachlässigbar. Die auf beiden Seiten geschlossene Streudose hatte ein Strahleintrittsloch mit 5 mm und ein Strahlaustrittsloch mit 10 mm Durchmesser. Der Bereich $14^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 90^\circ$ war mit $30 \mu\text{m}$, der Bereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 170^\circ$ mit $20 \mu\text{m}$ dicker Goldfolie (99.99 % Gold) ausgekleidet.

Die Bestrahlungen dauerten typischerweise etwa 100 Minuten, um das für die Spaltung repräsentative Isotop ^{139}Ba ($T_{1/2} = 83.1 \text{ min}$) mit hinreichender Aktivität zu produzieren. Nach Bestrahlungsende wurden die Au-Folien in 5 Winkelbereiche eingeteilt und getrennt jeweils auf

Uran (stellvertretend für Transferprodukte) und Barium (stellvertretend für Spaltprodukte) chemisch aufgearbeitet. Bis zum Beginn der chemischen Trennung wurde etwa 25 Minuten gewartet, damit die Vorläufer in der Zerfallskette der Masse 139, ^{139}Xe und ^{139}Cs in das ^{139}Ba zerfallen. Der Gold-Catcher wurde in Königswasser aufgelöst, Träger und Rückhalteträger zugegeben. Barium wurde abgetrennt durch zweimalige Fällung von BaCl_2 mit konzentrierter Salzsäure. Nach einer Scavenger-Fällung mit Eisen-(III)-Hydroxid wurde Barium schließlich als Chromat gefällt. Das Uran im Filtrat der Bariumchlorid-Fällung wurde auf eine Austauschersäule aufgebracht, deren stationäre Phase aus Di-(2-ethylhexyl)-orthophosphorsäure (HDEHP), aufgezogen auf einem Kunststoffpulver (VOLTALUF), bestand. Die Elution des Urans erfolgte mit heißer, konzentrierter HCl . Anschließend wurde das Uran mit Tricaprylmethylammoniumchlorid (ALIUAT-336) auf einem ALIUAT-VOLTALUF-Filterboden extrahiert. Nach dem Waschen mit $9\text{N HCl}/0.1\text{N HF}$ wurde das Uran mit heißer $2\text{N H}_2\text{SO}_4$ eluiert. Daran schloß sich eine Scavenger-Fällung mit As_2S_3 und schließlich eine Fällung als Ammoniumdiuranat an. Typische chemische Ausbeuten lagen bei 70% bis 90% sowohl für Barium (gravimetrisch) als auch für Uran (photometrische Bestimmung als Thioglykolat-Komplex). Die Filter mit den Niederschlägen (Durchmesser der Fällung etwa 16 mm) wurden mit Klebefolie in Metallrähmchen befestigt. Diese Präparate wurden γ -spektroskopisch auf ^{139}Ba (stellvertretend für Spaltprodukte) und auf ^{237}U , ^{239}U (stellvertretend für Transferprodukte) mit Ge(Li) -Detektoren im dichtest möglichen Abstand gemessen.

Für Reaktionen des Uran-Strahls mit leichten Kernen wie dem Kohlenstoff aus dem Backing des Targets oder dem Sauerstoff, der eine hohe Affinität zum metallischen Uran besitzt, lagen die Strahlenergien oberhalb der Coulombbarriere. In diesem Bereich waren bereits Wirkungsquerschnitte für die Fusionsspaltung in der Größenordnung von 10-100 mb gemessen worden [VIO62]. Dieser hohe Untergrund wurde in dem hier beschriebenen $\text{U} + \text{U}$ -Experiment kinematisch abgetrennt. Der kinematische Grenzwinkel für Spaltprodukte aus den Systemen $\text{U} + \text{C}$ oder $\text{U} + \text{O}$ liegt bei $\Theta_{\text{LAB}} \simeq 20^\circ$. Um mit Sicherheit jegliche Kontamination aus solchen Nebenreaktionen auszuschließen, wurden nur die in dem Bereich $45^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 170^\circ$ gemessenen Spaltprodukte zur Bestimmung integraler Spaltquerschnitte verwendet. Die erfolgreiche Unterdrückung der Kontaminationen wurde außerdem durch einen Blindversuch, bei dem ein reines Kohlenstoff-Target mit Uran bestrahlt wurde, verifiziert. Zur Bestimmung des integralen Querschnitts ($0^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 180^\circ$) war eine Abschätzung des im Bereich $45^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 170^\circ$ erfaßten Anteils der Spaltprodukte zu machen.

Diese Abschätzung wurde mit einer Simulation in einem einfachen kinematischen Zwei-Schritt-Modell durchgeführt, aus dem Spaltproduktverteilungen im Laborsystem resultieren. Im ersten Schritt des Modells werden zwei Urankerne elastisch gestreut, im zweiten Schritt spalten sie dann beide. Da die Winkelverteilung im ersten Schritt unbekannt war, wurden 4 unterschiedliche Annahmen gemacht und auf ihre Auswirkungen auf den im Experiment erfaßten Anteil der Spaltprodukte hin getestet:

- die experimentelle Winkelverteilung für das 1n-Transferprodukt ^{239}U in dem System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ (siehe Abbildung 4 auf Seite 28): dies entspricht der Annahme, daß ein über alle Streuwinkel bzw. über alle Impaktparameter konstanter Anteil der ^{239}U spaltet.
- die Differenz zwischen der theoretischen ^{239}U -Winkelverteilung, die bei peripheren Kollisionen an die experimentellen Daten angepaßt wurde (durchgezogene Linie in Abbildung 4 auf Seite 28), und der experimentellen ^{239}U -Winkelverteilung, die bei den zentraleren Kollisionen deutlich von der Theorie abweicht. Diese Differenz entspräche dann der Winkelverteilung der nicht überlebenden, sondern spaltenden ^{239}U .
- eine isotrope Winkelverteilung: dabei rotieren die beiden aneinander "klebenden" Kerne mehrmals um eine Achse senkrecht zur Kernverbindungsline. Dieses Szenario könnte einer primär tief-inelastischen Streuung oder auch einer in " 6 Suche nach Abweichungen von Rutherford-Trajektorien" auf Seite 65 zu diskutierenden quasielastischen Doppelkernmolekülbildung entsprechen, wobei die Kerne nach einer gewissen Zeitdauer wieder auseinanderlaufen.
- eine theoretische Winkelverteilung für Coulombspaltung von ^{238}U [OBE85a].

Für den zweiten Schritt der Simulation wurden sowohl eine isotrope, als auch eine $1/\sin\theta$ -förmige Winkelverteilung getestet. Bei diesen Rechnungen zeigte sich, daß die Werte für den im Laborwinkelbereich $45^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 170^\circ$ erfaßten Anteil der Spaltprodukte weitgehend unabhängig von den doch sehr verschiedenen Annahmen in den beiden Reaktionsschritten waren. Weiterhin stimmten die mit den verschiedenen Annahmen berechneten Spaltproduktverteilungen alle grob mit der gemessenen (5 größere Winkelbereiche) überein. Der Grund für dieses doch recht insensitive Verhalten der Spaltproduktverteilung dürfte in der Symmetrie im Eingangskanal zu suchen sein. Da man außerdem einen großen Teil der Spaltprodukte erfaßt, wirken sich kleine Effekte in der Spaltproduktverteilung kaum aus. In dem untersuchten engen Energiebereich von 5.35 MeV/u ($0.87 V_C$) bis 6.17 MeV/u ($1.01 V_C$) wurde keine wesentliche Abhängigkeit des zwischen 45° und 170° erfaßten Anteils festgestellt. Für diesen Anteil wurde deshalb ein Mittelwert über die Ergebnisse der verschiedenen Annahmen von $72\% \pm 15\%$ gebildet. Dabei ist der Fehler gegeben durch die maximale Abweichung einzelner Werte vom Mittelwert. Nach dem geschilderten Modell entstehen pro U+U-Kollision zwei ^{139}Ba -Kerne. Folglich werden von einem spaltenden Kern 36% der Spaltprodukte erfaßt. Die Spaltquerschnitte in Kap.7 wurden aber mit 72% erfaßter Spaltprodukte berechnet und beziehen sich deshalb auf einen der beiden kollidierenden Kerne.

2.2.4 Messung kleiner integraler Transferquerschnitte

Während man 1n-Transfer- und mit Einschränkung 2n-Transferquerschnitte noch mit der in " 2.2.2 Messung von 1n-Transferwinkelverteilungen" auf Seite 5 beschriebenen Mylarfolientechnik bestimmen kann, sind die Wirkungsquerschnitte komplexerer Transferkanäle doch so klein, daß vor der Messung radioaktiver Reaktionsprodukte eine chemische Trennung in Elementfraktionen vorgenommen werden muß. Wie bei der Messung integraler Spaltquerschnitte wurde auch für die Bestimmung integraler Transferquerschnitte eine kleine zylindrische Streudose verwendet. Der 5

cm lange Zylindermantel deckte einen Laborwinkelbereich von $30^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 85^\circ$ ab, der Deckel auf der Strahlaustrittsseite mit einem Durchmesser von 6.4 cm einen Bereich von $5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 30^\circ$. Als Catcher wurde wegen der notwendigen nachfolgenden chemischen Aufarbeitung Gold (99.99% Au) verwendet. Auf der Zylinderwand hatte die Goldfolie eine Dicke von $20 \mu\text{m}$, auf dem Deckel von $30 \mu\text{m}$.

Für die Einteilung der aufzuarbeitenden Folienbereiche war zwischen den beiden Systemen U + U und U + Au zu unterscheiden: Im Prinzip erwartet man unter Rückwärtswinkeln ($45^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 90^\circ$) im wesentlichen projektilähnliche, unter Vorwärtswinkeln ($0^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 45^\circ$) eher targetähnliche Transferprodukte. Im U + U-System sind projektilähnliche und targetähnliche Kerne aber nicht zu unterscheiden, und die Winkelverteilungen sind symmetrisch um 45° im Laborsystem bzw. 90° im CM-System. Es genügt daher die Erfassung der halben Winkelverteilung für die Bestimmung des integralen Querschnitts. Da nahe 0° , d.h. unter Vorwärtswinkeln, Kontaminationen auftreten können durch Reaktionsprodukte des Strahls mit den Aluminiumblenden, wurde im U + U-System der integrale Querschnitt für Transferkanäle im Rückwärtswinkelbereich (45° - 85°) gemessen. Oft wurden aber auch Winkel unterhalb von 45° zu Kontrollzwecken gemessen. Der Bereich $85^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 90^\circ$ wird im wesentlichen durch das Target abgeschattet. Messungen chemisch aufgearbeiteter Targets bei einem 5.85 MeV/u-Experiment zeigten, daß der Transferquerschnitt weniger als etwa 10% des restlichen Rückwärtswinkelbereichs betrug. Bei allen anderen U + U-Experimenten wurde deshalb dieser kleine Anteil im Target verbliebener Kerne vernachlässigt. Bei einer Energie von 5.85 MeV/u wurde der gesamte Laborwinkelbereich, im wesentlichen für eine chemische Aufarbeitung des Thoriums, in 10 Bereiche eingeteilt, wodurch sich eine grobe Winkelverteilung für ^{227}Th ergab. Genauere Angaben über die Winkelbereiche können zusammen mit den Wirkungsquerschnitten dem Anhang entnommen werden. Im Unterschied zum System U + U muß man im System U + Au aus den obengenannten Gründen zur Ermittlung integraler Querschnitte alle projektilähnlichen Reaktionsprodukte im Prinzip von 90° bis 0° messen. Allerdings nimmt der Querschnitt dieser Kerne bei Vorwärtswinkeln so stark ab (siehe Abbildung 14 auf Seite 48), daß er bei Winkeln unterhalb von 30° im LAB-System vernachlässigt werden kann. Deswegen wurden integrale Querschnitte für U + Au in den meisten Fällen im Bereich $30^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 85^\circ$ bestimmt. Da bereits im U + U-System der Anteil im Target verbliebener Kerne gering war, konnte man im U + Au-System aus kinematischen Überlegungen heraus erst recht auf die Aufarbeitung und Messung des Targets verzichten.

In einigen Experimenten wurde die Messung von integralen Querschnitten und von In-Transferwinkelverteilungen kombiniert. Unter Ausnutzung der Gleichberechtigung aller Azimutwinkel wurde eine Hälfte der Zylinderwand mit Mylar ($75 \mu\text{m}$) für den In-Transfer, die andere Hälfte mit Gold ($20 \mu\text{m}$) für die komplexeren Transferreaktionen ausgekleidet. Für diesen Zweck wurde eine Streudose verwendet, deren Abmessungen für den Mylarfolienbereich auf Zylinderwand und Deckel denen in Kap. 2.2.2 entsprach. Die mit Gold versehene zweite Hälfte war so verengt, daß deren Innenabmessungen mit denen der kleinen, in diesem Kapitel vorgestellten Streudose übereinstimmte. Diese verengte Halbschale erlaubte die Auskleidung mit Gold nur bis 70° im Unterschied zur kleinen Streudose, da der Bereich $70^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 85^\circ$ in 2π -Geometrie für die in Kap. 2.2.2 erwähnten Kupferfolienbereiche gebraucht wurde. Diese zusätzliche

Einschränkung spielt jedoch für die integralen Querschnittsmessungen keine Rolle, da die Kinematik im U + Au-System projektilähnliche Kerne nur zu Winkeln $< 60^\circ$ streuen läßt. Die Wirkungsquerschnitte der komplexen Transferprodukte bei U + Au stammen also bei Verwendung der 'Kombidose' aus dem Laborwinkelbereich $30^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 70^\circ$.

Die chemische Aufarbeitung der bestrahlten Catcherfolien war ausgerichtet auf eine Trennung in Elementfraktionen uranähnlicher Reaktionsprodukte. Das hatte zum einen den Vorteil, daß in beiden Systemen, U + U und U + Au, die projektilähnlichen, unter Rückwärtswinkeln gestreuten Kerne betrachtet werden konnten, und Kontaminationen durch Reaktionen des Uran-Strahls mit leichten Kernen kinematisch abgetrennt wurden. Zum anderen haben die im U + Au-System produzierten goldähnlichen Transferprodukte wesentlich ungünstigere radioaktive Zerfallscharakteristiken und hätten längst nicht so empfindlich nachgewiesen werden können wie die komplementären uranähnlichen Kerne. Eine Umkehrung der Kinematik im U + Au vermeidet zwar Kontaminationen im Bereich der Uranähnlichen, hat aber den Nachteil der Verwendung der sehr empfindlichen Uran-Targets.

Die in " 8 Multinukleontransfer in den Reaktionen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ " auf Seite 79 zu zeigenden Anregungsfunktionen komplexer Transferprodukte wurden aus mehreren, über die Zeitdauer der vorliegenden Arbeit verteilten Experimenten gewonnen. In dieser Zeit erfuhr der chemische Trennungsgang einige Änderungen: In fast allen Bestrahlungen wurden die Elementfraktionen Thorium, Protactinium, Uran und Neptunium separiert und gemessen. Da in Vorläuferexperimenten keine Aktivitäten in der Plutoniumfraktion gefunden wurden [WIR85], wurde auf weitere Präparationen dieses Elementes verzichtet. Später wurde der Trennungsgang erweitert auf die beiden Elemente unterhalb des Thoriums in der Nuklidkarte, Actinium und Radium. Die komplette chemische Prozedur zur Abtrennung der Elemente von $Z = 88$ bis 93 bestand nach der Etherextraktion des Goldfängers aus einer Chromatographie auf 4 Austauschersäulen, die in Abbildung 2 auf Seite 12 beschrieben ist. Bedingt durch einige Eindampfschritte betrug der Zeitbedarf der Chemie auf den Austauschern bis zum Ende der letzten Präparation 6-7 Stunden. Um α -spektroskopische Messungen durchführen zu können, wurden von allen abgetrennten Elementfraktionen trägerfreie Präparate durch elektrochemische Abscheidung auf Titanplättchen hergestellt [TRA89]. Dies geschah für alle Elemente von Actinium bis Neptunium aus stark salzhaltigen Lösungen bei hohen Stromstärken und kleiner Spannung ("Elektro-Plating"). Beim Radium als reaktivem Erdalkalielelement wurde die Abscheidung umgekehrt bei niedriger Stromstärke und hoher Spannung aus Isopropanollösung ("Molekular-Plating") durchgeführt. Die chemischen Ausbeuten wurden mit radioaktiven Tracern bestimmt, die in der Tabelle 1 beschrieben sind.

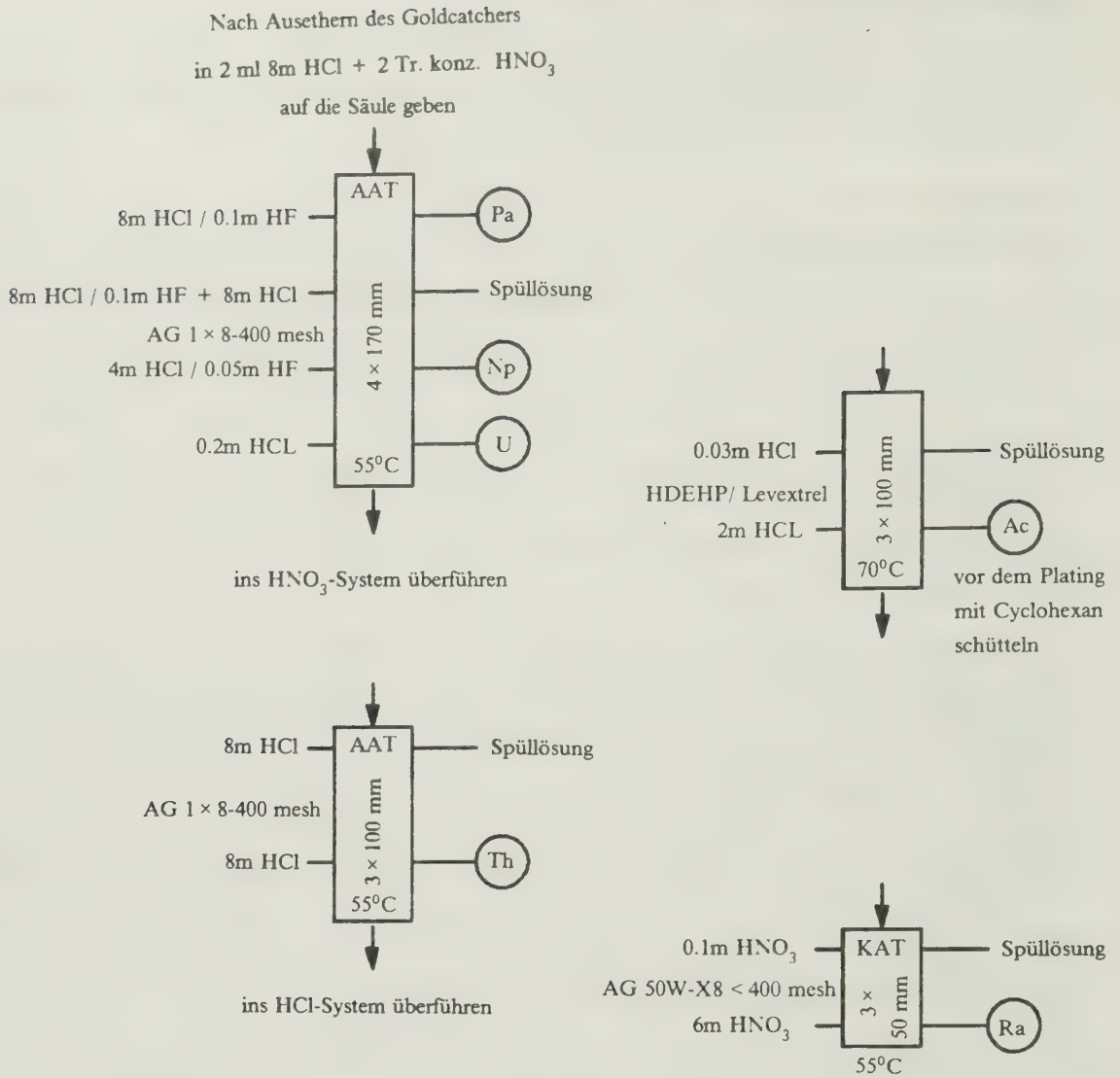


Abbildung 2. Trennungsgang für uranähnliche Transferprodukte
in den Reaktionen $\text{U} + \text{U}$ und $\text{U} + \text{Au}$ bei niedrigen Energien.
AAT = Anionenaustauscher
KAT = Kationenaustauscher

Fraktion	Tracer	$T_{1/2}$	Emittierte Strahlung	Energie [MeV]	Aktivität im Standard [Bq]
Neptunium	^{237}Np	$2.14 \times 10^6 \text{ a}$	α	4.8	0.005
Uran	^{233}U	$1.59 \times 10^5 \text{ a}$	α	4.8	0.005
Protactinium	^{231}Pa	$3.28 \times 10^4 \text{ a}$	α	5.0	0.005
Thorium	^{230}Th	$7.54 \times 10^4 \text{ a}$	α	4.8	0.005
Actinium	^{159}Gd	18.56 h	γ	0.364	200
Radium	^{133}Ba	10.5 a	γ	0.356	5

Tabelle 1. Tracerisotope für die Bestimmung der chemischen Ausbeute
bei der Präparation der Elemente von Neptunium ($Z = 93$) bis Radium ($Z = 88$).

Durch die Zerfallseigenschaften der zu messenden Reaktionsprodukte und der Tracerisotope war die Art und Reihenfolge der Messungen vorgegeben:

- **Np-, U- und Pa-Präparate**

wurden zunächst an abgeschirmten, absolut geeichten Ge(Li)-Detektoren (wie in 2.2.2.) gemessen hinsichtlich der kurzlebigen Reaktionsprodukte. Im Anschluß daran fanden die Messungen der α -Aktivitäten der langlebigen Tracerisotope statt.

- **Th-Präparate**

wurden ausschließlich mit α -Detektoren gemessen.

- **Ac-Präparate**

wurden zuerst auf den kurzlebigen Gadolinium-Tracer hin an Ge(Li)-Detektoren gemessen und dann in α -Meßkammern eingebaut. Das eigentlich als homologes Tracerelement geeignete Lanthan wurde nicht eingesetzt, weil es auch in der Spaltungsreaktion gebildet wird und so die Traceraktivität hätte verfälschen können. Als Mitglied der Lanthaniden hat Gadolinium aber sehr ähnliche Eigenschaften wie das Lanthan und damit auch wie Actinium.

- **Ra-Präparate**

wurden zunächst auf die kurzlebigen Reaktionsprodukte hin mit α -Detektoren gemessen, erst nach deren Abklingen wurden die Aktivitäten des homologen Barium-Tracers bestimmt.

Die chemischen Ausbeuten lagen im allgemeinen zwischen 40 % und 80 % mit Ausnahme der Radium-Präparate mit nur typisch 20 %. Der Grund für die zum Teil etwas niedrigen Ausbeuten dürfte in den schwierig einzustellenden optimalen Bedingungen für die elektrochemischen Ab-

scheidungen zu suchen sein. In einigen Experimenten verblieb nach dem Ausethern des Catchermaterials noch ein fester, sichtbarer Rückstand im Reagenzglas, wo sich außer den trägerfreien Reaktionsprodukten nichts befinden sollte. Die Herkunft und Zusammensetzung dieser Verunreinigung konnte nicht geklärt werden. Sie hatte sicher keinen Einfluß auf die Sauberkeit der chemischen Trennung, man kann jedoch möglicherweise die zum Teil schlechten chemischen Ausbeuten auf Störungen bei den elektrochemischen Abscheidungen zurückführen. Wie die α -Energien der Tracer in der Tab.1 zeigen, mußten die Trennungen der Elemente Np bis Th sehr gut sein, da sonst die Ausbeuten wegen überlappender α -Linien nicht zu bestimmen gewesen wären.

Die Messungen der α -Aktivitäten wurden mit Oberflächensperrschichtdetektoren in jeweils dichtest möglichen Abständen durchgeführt. Es wurden bis zu 24 α -Meßkammern parallel eingesetzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten betrugen zwischen 25 % und 40 %, je nach Meßgeometrie. Die Th-, Ac- und Ra-Proben mußten wegen der geringen Bildungsquerschnitte in diesen Fraktionen sehr empfindlich, d.h. zum Teil mit bis zu 6 Monaten Meßzeit ($T_{1/2}(^{227}\text{Th}) = 18.72 \text{ d}$) gemessen werden. Deshalb wurde bei allen α -Meßkammern vor dem eigentlichen Experiment der Untergrund gemessen. Weitere mögliche Kontaminationsquellen in den α -Spektren wurden ausgeschaltet durch

- chemische Reinigung der α -Tracer, d.h. Abtrennung der sich ständig nachbildenden radioaktiven Töchter vor jedem Experiment, und
- insbesondere bei niedrigeren Beschleunigerenergien durch die Verwendung neuer Glasgeräte bei jeder einzelnen Trennung.

2.3 Datenauswertung

Grundlegend für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist die einfache Beziehung

$$\sigma = \frac{A_0}{\Phi N_T (1 - \exp(-\lambda t))} \quad [2.1]$$

A_0	Aktivität des Reaktionsprodukts zum Referenzzeitpunkt
Φ	Zahl der Projektile pro Zeiteinheit
N_T	Zahl der Targetatome pro Fläche
λ	Zerfallskonstante des Reaktionsprodukts
t	Bestrahlungsdauer

Demnach ist der Wirkungsquerschnitt einfach proportional zur Aktivität einer Zerfallsstrahlung des betrachteten Reaktionsprodukts. Die Ermittlung dieser Aktivitäten über die Peakflächen der Linien in den gemessenen α - und γ -Spektren sowie der nachfolgenden Berechnungen erfolgte mittels

Standardprogrammen der GSI-Kernchemie-I-Gruppe auf dem IBM-Rechner 3090-40E des GSI-Rechenzentrums.

2.3.1 Standardauswertung

Die Standardmethode zur Auswertung von α - und γ -Spektren unterschied sich nur in der Peakflächenbestimmung. Die Analyse der γ -Spektren erfolgte mit dem Programm GAMANAL, in dem γ -Linien automatisch identifiziert und die zugehörigen Flächen bestimmt werden. Dazu benötigt GAMANAL eine Eichung, in der die Nachweiswahrscheinlichkeiten, die Energieeichung und insbesondere die Peakform des betrachteten Ge(Li)-Detektors parametrisiert sind. Gerade die Peakform ist aber in α -Spektren stark von der Qualität der Probe abhängig. Da deshalb für α -Detektoren keine analogen Eichungen wie bei den γ -Detektoren existierten, wurden die α -Peaks durch Integration in einem manuell gewählten Fenster (Programm DSP) ausgewertet. Der weitere Gang bis zur Berechnung des Querschnitts war für α - und γ -Spektren gleich. Das Programm TAU1 erzeugte für eine gegebene Probe und alle darin gefundenen Zerfallsenergien eine Liste der Aktivitäten als Funktion der Zeit. Mit solchen Listen wurden anschließend Zerfallskurvenanalysen mit dem Programm TCL durchgeführt. Aus den ermittelten Anfangsaktivitäten A_0 berechnete BEAM die Wirkungsquerschnitte im Prinzip gemäß Gleichung 2.1. Dabei wurde der zeitlich veränderliche Teilchenfluß Φ in Form des Strahlprofils berücksichtigt. Der absolute Wert der Größe Φ hängt ab von der mittleren Ladung der im Faraday-Cup gesammelten Teilchen. Die Bestimmung dieser mittleren Ladung war Gegenstand detaillierterer Untersuchungen und wird in "2.4 Umladung von Projektilen im Target" auf Seite 17 behandelt.

2.3.2 Grenzwertbestimmung für ^{198g}Au

In dem System U + Au fallen die Querschnitte für das targetähnliche In-Transferprodukt ^{198g}Au unter großen Rückwärtswinkeln bis unter die Nachweisgrenze der für dieses Nuklid charakteristischen 412 keV- γ -Strahlung. Für die Frage nach der Beobachtung von Abweichungen von Rutherford-Trajektorien (s. Kap.6) war die Angabe sinnvoller Grenzüberschnitte für die Sonde ^{198g}Au von Bedeutung. Es wurden eine Reihe von Proben, zu extremen Rückwärtswinkeln gehörend, mit verschiedenen Zeitdauern gemessen, in denen weder optisch, noch mit GAMANAL bei 412 keV im γ -Spektrum eine Linie zu identifizieren war. Die optimale Meßzeit für eine möglichst sensitive Grenzwertbestimmung wird durch zwei Faktoren begrenzt: Einerseits versucht man, möglichst 100% der Zerfälle des Reaktionsprodukts zu messen, d.h. die Meßzeit sehr lang zu wählen. Andererseits sind bereits nach 2 Halbwertszeiten 75% des Produktes zerfallen. Danach sinkt die Empfindlichkeit, weil sich der Untergrund stärker erhöht als der Peak an Statistik gewinnt. Günstige Meßzeiten für Proben ohne sichtbare 412 keV-Linie waren daher etwa 2 Halbwertszeiten, das sind 5.4 Tage. Wegen der begrenzten Meßkapazität konnten nicht alle in Frage kommenden

Proben so lange gemessen werden. Einige Grenzwerte resultieren aus Proben mit wesentlich kürzeren Meßzeiten, woraus sich vergleichsweise hohe Grenzquerschnitte erklären lassen (s. Kap.6).

Ein relativ einfaches Verfahren für die Grenzflächenbestimmung der 412 keV γ -Linie bestand darin, in einem begrenzten Bereich von meistens ± 15 keV (bei der gewählten Verstärkereinstellung sind das ± 30 Kanäle im Spektrum) eine Fitfunktion, bestehend aus der Summe eines Polynoms und einer Gaußfunktion, an das Spektrum anzupassen. Der wesentliche Unterschied zu GAMANAL war hierbei, daß sowohl die hypothetische Peaklage als auch die Halbwertsbreite beim Fit vorgegeben und festgehalten wurden. In einigen Spektren wurden so "Peakflächen" erhalten, die positiv, aber kleiner als ihr Fehler waren. Die Summe aus Fläche und Absolutwert des Fehlers ergab dann die Grenzfläche. In vielen Fällen resultierten beim Fit jedoch "negative Peakflächen", so daß dann die Methode nicht mehr sinnvoll war.

Ein zweites, einfaches Verfahren war im Grunde an das statistische Verfahren des χ^2 -Tests angelehnt. Unter der Annahme, daß in dem betrachteten Fenster von meist ± 15 keV um die Sollenergie kein Peak existiert, wurde ein Polynom des Grades 1, 2 oder 3 so angepaßt, daß χ^2 möglichst nahe bei 1 lag. Als Grenzwert wurde dann die doppelte Standardabweichung der Summe der Kanalinhalt innerhalb einer Halbwertsbreite eines hypothetischen Peaks bei 412 keV verwendet. Dabei wurde berücksichtigt, daß bei einem gaußförmigen Peak 76% der gesamten Fläche innerhalb dieser Halbwertsbreite erfaßt werden. Der für dieses Verfahren notwendige Nachweis der Nichtexistenz eines Peaks bei 412 keV wurde erbracht, indem ein 3 Kanäle breites Fenster (der Halbwertsbreite einer γ -Linie im jeweiligen Detektor entsprechend) über das Spektrum in einem Bereich von ± 15 keV geschoben wurde. In jeder Stellung des Fensters wurde die Summe der Kanalinhalt als auch die Fläche unter dem Polynomfit berechnet. Die Differenzen dieser beiden Werte mußte kleiner sein als 2 Standardabweichungen des Integrals unter dem Polynom. In den vielen Fällen traten keine Peaks im betrachteten Fenster auf; dann wurde dieses gerade beschriebene Verfahren auch verwendet zur Bestimmung von Grenzflächen.

2.3.3 Transformation in das Schwerpunktsystem

Streuprozesse zwischen zwei Teilchen werden zwar durch die Beobachtung der Laborstreuwinkel gemessen, jedoch im Schwerpunktsystem (Center of Mass System) interpretiert. In dem CM-System ist die Translationsbewegung separiert, und die Summe der Impulse gleich Null. Für die Transformation von Laborwinkeln in CM-Winkel existiert eine einfache Beziehung, in die neben den Massen der beiden Teilchen in Ein- und Ausgangskanal und der Einschußenergie auch der Q-Wert des Prozesses eingeht [BAS80]. Q-Werte wurden aber in dieser Arbeit aufgrund der verwendeten radiochemischen Methode nicht gemessen. Im wesentlichen waren die Winkelverteilungen für den In-Transfer von dieser Problematik betroffen. Im Fall des In-Transfers gibt es jedoch gute Gründe für die Annahme, daß der Q-Wert nahe bei Null liegt. Dies folgt einerseits aus Überlegungen bezüglich der Differenz des Grundzustands-Q-Wertes und des optimalen Q-Wertes

(siehe Kap.7) und andererseits aus den Systematiken der in den Kapiteln 4 bis 6 zu zeigenden Transferwahrscheinlichkeiten. Deshalb wurde bei den CM-Transformationen bei den Winkelverteilungen für den In-Transfer der Q-Wert gleich Null gesetzt. Auch ein Q-Wert im Bereich von einigen MeV ändert die Transformation nur im Bereich der Ungenauigkeit der Winkelangaben. Der Einfluß auf die Transformation bei komplexeren Transferkanälen wird im Kapitel 8 bei der Vorstellung der Winkelverteilung für das $2p9n$ -Transferprodukt ^{227}Th im System $U + U$ diskutiert.

2.4 Umladung von Projektilen im Target

In diesem und dem folgenden Abschnitt 2.5 werden experimentelle Probleme behandelt, deren Untersuchung parallel zu den eigentlichen Experimenten dieser Arbeit stattfand. Es ging dabei nicht um die Lösung grundlegender physikalischer Fragestellungen, sondern im wesentlichen um die Normierung der gemessenen Wirkungsquerschnitte.

In die Berechnung des Querschnitts geht gemäß Gleichung 2.1 der Fluß Φ der auf das Target auftreffenden Projektile ein. Dieser Fluß wurde durch Messung des Strahlstroms I im Faraday-Cup gemessen:

$$\Phi = \frac{I}{Z^* e} \quad [2.2]$$

Dabei ist Z^* die mittlere Ladungszahl der im Faraday-Cup eintreffenden Teilchen und e die Elementarladung. Diese mittlere Ladung ist im allgemeinen nicht identisch mit dem vom Beschleuniger gelieferten Ladungszustand Z_{UNILAC} , weil im Target eine Umladung stattfindet. Bei genügend dicken Targets stellt sich eine Gleichgewichtsladung Z^* ein, wie z.B. auch bei den in dieser Arbeit verwendeten $200\text{-}400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Targets. Gleichgewichtsladungszustände werden in der Literatur mit empirischen [SHI82] und semiempirischen Formeln [NIK68,BET72,BAR75] beschrieben, die aber alle nur mehr oder weniger begrenzte Gültigkeitsbereiche haben. Auf die in dieser Arbeit relevanten Projektil-Target-Kombinationen und den verwendeten Energien sind diese Parametrisierungen praktisch nicht anwendbar, und man ist auf eine experimentelle Bestimmung angewiesen.

Eine sehr einfache Methode war am Bestrahlungsmeßplatz X1 möglich, da man vor dem Target eine Tasse, normalerweise als Schutztaße gedacht, in den Strahlengang bringen konnte, und diese ebenfalls zur Strommessung verwenden konnte. Das Verhältnis des im hinter dem Target befindlichen Faraday-Cup gemessenen Stroms (wobei die Schutztaße nicht im Strahlengang stand) zu dem Strom in der Tasse vor dem Target ergab direkt den Umladungsfaktor. Voraussetzung für dieses Verfahren ist die Konstanz des UNILAC-Stroms, was im allgemeinen während der wenige Sekunden dauernden Messungen auch erfüllt war. Die Gleichgewichtsladung erhält man durch Multiplikation des Umladungsfaktors mit dem vom UNILAC beschleunigten Ladungszustand. Diese Gleichgewichtsladungen waren aber mit einem systematischen Fehler behaftet, denn zwischen

den beiden Tassen für die Strommessungen waren Blenden zur Fokussierung des Strahls auf das Target angeordnet, die zur Reduzierung des im hinteren Faraday-Cups gemessenen Stroms führten. Außerdem ergaben sich mit dieser Methode zwischen verschiedenen Experimenten nicht erklärliche Inkonsistenzen für den Wert der Gleichgewichtsladung.

Aus diesen Gründen wurde eine zweite Methode zur Bestimmung der Umladung eingesetzt. Dabei wurde die 50 Hz Makrostruktur des UNILAC-Strahls in Verbindung mit der 22.2 Hz Rotationsfrequenz des Targetrads benutzt. Das Tastverhältnis des Strahls betrug maximal 20%, so daß ein Makropuls bei rotierendem Targetrad genau eine Targetposition ausleuchtete. Bei den obengenannten Frequenzen wurde auf diese Weise jeweils jedes vierte Target bestrahlt. Soweit war die Arbeitsweise dieses Aufbaus identisch mit derjenigen bei den Bestrahlungsexperimenten. Im Gegensatz zu letzteren wurde jedoch bei den hier beschriebenen Umladungsmessungen der Strom jedes einzelnen Makropulses mit einem am Faraday-Cup angeschlossenen schnell arbeitenden Integrators gemessen und gespeichert. Als Referenzposition auf dem bereits in " 2.2.1 Meßplatzaufbau" auf Seite 3 beschriebenen Targetrad wurde eins der neun Targets weggelassen. Für jedes der 8 montierten Targets konnte dann der Umladungsfaktor durch Vergleich der Makropulsströme mit und ohne Target im Strahlengang bestimmt werden. Die wesentlichen Vorteile dieses Verfahrens gegenüber der Tasse vorne/Tasse hinten-Messung sind:

- Der Strom wird immer mit demselben Faraday-Cup gemessen, was sich insbesondere bei den extrem niedrigen Strömen (typisch 300 nA elektrisch bei Umladungsmessungen) günstig auswirkt, und eine Relativeichung mehrerer Tassen überflüssig macht.
- Der UNILAC-Strom ist innerhalb einiger Makropulse von jeweils 20 ms Dauer noch konstanter als bei Meßintervallen von mehreren Sekunden wie beim ersten Verfahren. Die Bedingungen für die Messungen sind mit oder ohne Target im Strahlengang absolut identisch, so daß keine Verfälschungen des Umladungsfaktors durch Intensitätsverluste auftreten.

Im Prinzip entsteht beim Durchgang des Strahls mit einem einzigen Ladungszustand durch ein Target eine Ladungsverteilung, die im wesentlichen durch eine Gaußverteilung beschrieben wird. Über die Halbwertsbreite dieser Verteilung oder eine eventuelle Asymmetrie machen die geschilderten Verfahren keine Aussage, sondern nur über den Mittelwert, der alleine maßgeblich für den Wirkungsquerschnitt ist. Verfälschungen des Projektilstroms durch aus dem Target in den Faraday-Cup gelangende Konvoi-Elektronen konnten experimentell ausgeschlossen werden durch probeweises Anbringen eines Permanentmagneten zwischen Target und Faraday-Cup. Dieser Magnet (0.04 Tesla) hatte keinen Einfluß auf die Umladung. Das zeigte, daß zur Ablenkung solcher Elektronen die grundsätzlich bei allen Strommessungen am Eingang des Faraday-Cups angelegte Spannung von -1000 V ausreichte. Eine signifikante Abhängigkeit der Gleichgewichtsladung von der Strahlenergie wurde in dem für Experimente in dieser Arbeit typischen Bereich von 5.5-6.0 MeV/u nicht festgestellt. Aus diesem Grund wurden für alle Querschnittsberechnungen bei allen Energien die gleichen, in Tabelle 2 angegebenen Gleichgewichtsladungszustände verwendet.

System	Z_{UNILAC}	f_{UML}	Z^*
$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	28	1.90	53.2
$^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$	28	1.83	51.2
$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	26	1.75	45.5

Tabelle 2. Gleichgewichtsladungszustände

für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den im Faraday-Cup gemessenen Strömen. Für jedes der drei Systeme ist weiterhin angegeben der Ladungszustand im Beschleuniger vor dem Target Z_{UNILAC} und der Umladungsfaktor f_{UML} .

Die mittleren Ladungszustände aus den Tasse vorn/Tasse hinten-Messungen liegen im allgemeinen etwa 10 % niedriger als in Tabelle 2. Die Umladungsfaktoren sind bei U + U und U + Au Mittelwerte aus mehreren Experimenten, deren Abweichungen vom Mittelwert kleiner als 3% sind. Bei Einzelmessungen mit 8 gleichartigen Targets auf einem Targetrad liegen die zugehörigen 8 Umladungsfaktoren deutlich weniger als 1% auseinander.

2.5 Messung der Rutherford-Streuung

Eine alternative Methode zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte führt über die Messung der Rutherford-Streuung, und ist die Standardmethode in den meisten kernphysikalischen Experimenten. Hierbei umgeht man das Problem der Unsicherheiten in den Angaben über Targetdicken, Gleichgewichtsladungen, und Strommessungen im Faraday-Cup, weil diese Größen als gemeinsamer Faktor über die Messung der Zählrate der Rutherford-Streuung und dem theoretisch berechenbaren Rutherford-Streuquerschnitt bestimmt werden können. Die Messung der Rutherford-Streuung war in den meisten Experimenten von Problemen begleitet, die im wesentlichen auf beschränkte räumliche Verhältnisse in der Streukammer am Meßplatz X1 zurückzuführen waren. Nicht zuletzt aufgrund dieser Probleme war die zuverlässige Bestimmung der Gleichgewichtsladung der Projektile, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, von Bedeutung. In allen Experimenten waren unter einem Winkel von etwa 23° im Abstand von etwa 30 cm zum Target anfangs einer, später zwei Oberflächensperrschicht-Detektoren ("Rutherford-Detektoren") symmetrisch zur Strahlachse angeordnet. Aufgrund des hohen Streuquerschnitts bei diesem Winkel und der bei diesem dichten Abstand zum Target hohen Intensität der elastischen Streuung war die Zählrate in den Rutherford-Detektoren extrem hoch. Dies führte nach mehr oder weniger kurzen Bestrahlungsdauern zu irreparablen Schäden in den Halbleiter-Detektoren.

Letztlich wurde das Problem gelöst mit Hilfe einer Mechanik, die eine 2mm-Blende vor dem Detektor periodisch so bewegte, daß dessen vergleichsweise große Fläche gleichmäßig, aber mit reduzierter Intensität "ausgeleuchtet" wurde. Unterstützt wurde diese Reduzierung der Intensität durch einen Umbau des Deckels der Bestrahlungskammer, wodurch der Abstand zwischen Target und Rutherford-Detektor auf 47 cm vergrößert wurde. Mit diesem Aufbau wurden die Rutherford-Streuungen in 13 Winkelverteilungsmessungen für den In-Transfer im System $U + Au$ gemessen. Die aufgrund dieser Rutherford-Messungen bestimmten Transferquerschnitte stimmen innerhalb von $\pm 5\%$ mit den über den Faraday-Cup-Strom erhaltenen Werten überein.

3 Die semiklassische Beschreibung von Schwerionenreaktionen

Die Kollision zweier sehr schwerer Ionen bei niedrigen Energien kann mit klassischen Trajektorien beschrieben werden. Die Welleneigenschaften der Kollisionspartner treten in den Hintergrund, weil die de Broglie-Wellenlänge der Relativbewegung sehr viel kleiner ist als typische Abstände in solchen Stößen wie der Abstand der dichtesten Annäherung ("Distance of Closest Approach", R_{MIN}). Dies wird üblicherweise ausgedrückt durch den Sommerfeld-Parameter η , der dann sehr viel größer als 1 sein muß. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Schwerionensystemen und den niedrigen Energien ist diese Bedingung immer erfüllt, typische Werte für η liegen bei 500. Bei hinreichend niedrigen Energien unterhalb der Coulombbarriere kann man auch attraktive Beiträge zum Streupotential von den Kernkräften vernachlässigen und die Teilchen bewegen sich auf Rutherford-Trajektorien, von geringfügigen Veränderungen durch Coulombanregung abgesehen. In diesem Fall besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel Θ_{CM} und dem Abstand der dichtesten Annäherung R_{MIN} :

$$R_{\text{MIN}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{\text{CM}}} \left(1 + \csc \frac{\Theta_{\text{CM}}}{2} \right) \quad [3.1]$$

Dabei sind Z_1 und Z_2 die Kernladungen von Projektil und Target und E_{CM} die Schwerpunktsenergie. Diese wie auch die anderen Gleichungen in diesem Kapitel findet man in [BAS80]. Aus der Messung des Streuwinkels kann man also bei gegebener Energie eindeutig auf R_{MIN} schließen. Oft verwendet man statt R_{MIN} eine Größe d_0 , bei der die Abhängigkeit von den Kernradien herausgefaltet ist, so daß man die Transferquerschnitte verschiedener Systeme als Funktion des dichtesten Abstands direkt miteinander vergleichen kann:

$$d_0 = R_{\text{MIN}} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad [3.2]$$

A_1 und A_2 sind die Kernmassenzahlen.

Der dominante Transferkanal in der Kollision zweier schwerer Ionen bei Energien in der Nähe der Coulombbarriere ist der In-Transfer. Er gehört zur Klasse der quasielastischen Reaktionen, die durch geringen Massen-, Energie- und Drehimpulsaustausch charakterisiert sind. Aufgrund der starken repulsiven Coulombkräfte sind die Prozesse bei niedrigen Energien an den Oberflächen der Kerne lokalisiert. Solche direkten Reaktionen werden üblicherweise quantenmechanisch im Rahmen der DWBA (Distorted Wave Born Approximation) beschrieben [GLE83]. Hierbei wird

vorausgesetzt, daß der Transferprozeß nur eine "kleine" Störung des elastischen Kanals ist, und als Störung erster Ordnung betrachtet werden kann. Die DWBA liefert keine analytische Lösung für den Wirkungsquerschnitt, sondern erfordert einen auch für moderne Computerkapazitäten hohen numerischen Aufwand. Für viele der in dieser Arbeit behandelten Fragestellungen genügt eine einfachere, semiklassische Beschreibung des In-Transfers. DWBA-Rechnungen wurden aus diesen Gründen nur in einigen Fällen durchgeführt, zumal sie auch keine bessere Beschreibung der Daten lieferten. Die Argumentationen bezüglich des In-Transfers stützen sich daher im wesentlichen auf die im folgenden beschriebene semiklassische Theorie. Die Teilchen bewegen sich dabei auf klassischen Trajektorien, während der Transferprozeß quantenmechanisch behandelt wird. Der Transferquerschnitt $d\sigma_t/d\Omega$ ist das Produkt aus dem elastischen Streuquerschnitt $d\sigma_e/d\Omega$ und der Transferwahrscheinlichkeit P_t :

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega} = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \cdot P_t \quad [3.3]$$

Bei Energien unterhalb der Coulombbarriere wird der Transfer eines Neutrons durch Tunneln am Abstand der dichtesten Annäherung in einer Sub-Coulomb-Transfertheorie (SCT) beschrieben [BRE56]. Den gleichen Ausdruck erhält man auch im extrem semiklassischen Limit der DWBA [BUT66].

$$P'_t = P_t \csc \frac{\Theta_{CM}}{2} = c_2 \exp(-2\alpha R_{MIN}) \quad [3.4]$$

Hier und im folgenden soll unter dem Begriff "Transferwahrscheinlichkeit" P'_t die mit dem Faktor $\csc(\Theta_{CM}/2)$ versehene Größe P_t verstanden werden. c_2 - um bei der Nomenklatur von [WIR86] zu bleiben - enthält im wesentlichen die spektroskopischen Faktoren. Der Parameter α ist gegeben über die reduzierte Masse des transferierten Neutrons μ_{RED} , und dessen effektiver Bindungsenergie $E_{B,eff}$:

$$\alpha = \sqrt{2\mu_{RED}E_{B,eff}\hbar^{-2}} \quad [3.5]$$

Die effektive Bindungsenergie ist mit dem Mittelwert der Grundzustandsbindungsenergien des transferierten Neutrons S_n und der Anregungsenergie E_{EX} verbunden über $E_{B,eff} = S_n - E_{EX}$ [HIM83]. Gemäß [3.4] sollten die nach der Definition [3.3] aus den Winkelverteilungen bei verschiedenen Energien berechneten Transferwahrscheinlichkeiten auf einer gemeinsamen Geraden in halblogarithmischer Auftragung gegen den Abstand R_{MIN} liegen.

An dieser Stelle sind zu der Gl. 3.3 einige Bemerkungen anzubringen. Die elastische Streuung $d\sigma_e/d\Omega$ wurde mit der radiochemischen Methode nicht erfaßt. Aber auch mit anderen, physikalischen Methoden ist die Messung der elastischen Streuung schwierig wegen der zu geringen experimentellen Energieauflösung. Durch die besonders niedrigliegenden Rotationszustände in schweren deformierten Kernen wie dem Uran sind praktisch alle Kerne Coulomb-angeregt; reine elastische Streuung kommt für die Werte von R_{MIN} , für die In-Transfer beobachtet wurde, also gar nicht vor. Die experimentellen Transferwahrscheinlichkeiten in dieser Arbeit beziehen sich deshalb auf den Rutherford-Streuquerschnitt $d\sigma_R/d\Omega$ gemäß:

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot P_t \quad [3.6]$$

Alleine deshalb kann man nicht erwarten, daß die experimentellen Daten dicht an der Barriere oder darüber noch den einfachen exponentiellen Zusammenhang zeigen. Im semiklassischen Bild kann man dies korrigieren durch Einführen eines weiteren Faktors $(1-P_{\text{ABS}})$ auf der rechten Seite von Gl. 3.3 [BAS80]. Die Absorptionswahrscheinlichkeit P_{ABS} ist parametrisierbar als Funktion von d_0 und zeigt im semiklassischen Modell ebenfalls einen exponentiellen Verlauf. Zur Beschreibung der experimentellen Daten in dieser Arbeit erwies sich diese Parametrisierung jedoch als unbrauchbar und soll deshalb auch nicht weiter erläutert werden.

Zum Vergleich von absoluten Transferwahrscheinlichkeiten verschiedener Transferkanäle im gleichen System wie z.B. dem 1n- und 2n-Transfer müssen unterschiedliche Q-Wertanpassungen berücksichtigt werden [OER87]. Auf der rechten Seite von Gl. 3.3 bzw. 3.6 wird dann ein Faktor $F(Q,L)$ eingeführt, der sowohl mit DWBA, als auch mit einer semiklassischen, analytischen Beziehung berechnet werden kann. Unter L ist die Abhängigkeit vom Bahndrehimpuls und transferiertem Drehimpuls zu verstehen, wobei über den Bahndrehimpuls prinzipiell eine zusätzliche Streuwinkelabhängigkeit auftritt. Q ist die Abweichung vom optimalen Q-Wert. Wegen des geringen Drehimpulstransfers trägt dieser Anteil nicht wesentlich zum $F(Q,L)$ bzw. dessen Streuwinkelabhängigkeit bei [OER87]. Da in dieser Arbeit im wesentlichen nur Steigungen der Transferwahrscheinlichkeiten betrachtet werden, spielt $F(Q,L)$ keine Rolle und ist immer in P_t enthalten.

Bei der Streuung identischer Teilchen wie in den symmetrischen Systemen $U + U$ und $Au + Au$ müßte eigentlich der Mott-Streuquerschnitt statt des Rutherford-Querschnitts verwendet werden. Der quantenmechanische Interferenzterm der Mott-Formel führt bei den niedrigen Energien und den hohen Kernladungen zu vielen, aber sehr scharfen Oszillationen, die experimentell nicht aufgelöst werden. Deshalb kann man experimentelle Transferquerschnitte auf den symmetrisierten Rutherford-Querschnitt normieren.

Durch Integration der Winkelverteilung über den gesamten Raumwinkel ergibt sich auch für den integralen 1n-Transferquerschnitt eine analytische, exponentielle Beziehung:

$$\frac{\sigma_t}{d_0(\pi)} = c_1 \exp(-2\alpha R_{\text{MIN}}(\pi)) \quad [3.7]$$

Der Parameter 2α ist derselbe wie in Gl. 3.3, so daß ein Fit der gemessenen Anregungsfunktion im Prinzip für jede Energie die Winkelverteilung ohne weitere Fitparameter festlegen sollte. Im folgenden Kapitel wird dies anhand des 1n-Transfers in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ getestet.

Die bis hierher für den 1n-Transfer beschriebenen Zusammenhänge können auch auf den 2n-Transfer übertragen werden (siehe " 5.4 Der 2n-Transfer in den Systemen $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ " auf Seite 59). Für die in Kapitel 8 zu schildernden komplexeren Transferreaktionen unterhalb der Barriere wird sich zeigen, daß das Konzept der quasielastischen, direkten Reaktionen dort nicht anwendbar ist. Andererseits befindet man sich bei diesen Prozessen noch nicht

im Bereich der tief-inelastischen Reaktionen oberhalb der Barriere, wo Diffusionsmodelle in der Markov-Näherung erfolgreich sind. Eine theoretische Beschreibung von Multinukleontransferreaktionen an und unterhalb der Barriere steht noch aus.

4 Der 1-Neutronentransfer im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Um einen Überblick über die Kernreaktionen in der Kollision sehr schwerer Ionen nahe und unterhalb der Coulombbarriere zu geben und die Grundlagen für die Experimente und Diskussionen des nachfolgenden Kapitels 5 zu schaffen, sollen an dieser Stelle Daten referiert werden, die bereits in meiner Diplomarbeit enthalten sind. Zusätzlich werden hier aber zum In-Transfer nachträglich durchgeführte DWBA-Rechnungen präsentiert, die inzwischen veröffentlicht sind [WIR86]. Die Querschnitte in der vorliegenden Arbeit wurden unter Verwendung des Ladungszustands, der aus neueren Umladungsmessungen (s. Kap.2.4) resultierte, berechnet und liegen deshalb systematisch unterhalb der Querschnitte in der Veröffentlichung (Faktor = 0.83). Auf die Diskussion der gemessenen Winkelverteilungen hat das aber keinen Einfluß, da die Absoluthöhe der Querschnitte nicht in die Diskussion eingeht. Das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System war das erste bei Energien unterhalb der Coulombbarriere radiochemisch im Rahmen dieser Arbeit gemessene System. Besonders intensiv untersucht wurde der In-Transfer als der dominante Transferkanal, gemessen über die Beobachtung des ^{239}U . Prinzipiell entsteht in dem symmetrischen System natürlich auch für jedes ^{239}U das komplementäre ^{237}U . Beide Reaktionsprodukte emittieren nach β^- -Zerfall charakteristische γ -Quanten. Die mit 23.5 Minuten wesentlich kürzere Halbwertszeit des ^{239}U gegenüber 6.75 Tagen beim ^{237}U war bei der Vielzahl der Proben bei Winkelverteilungsexperimenten günstiger zur Messung, die sich auf den Nachweis der 75 keV- γ -Linie (50% Linienintensität) stützte.

4.1 Semiklassische Analyse der Daten

Abbildung 3 auf Seite 26 zeigt die Anregungsfunktion für das In-Transferprodukt ^{239}U in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, aufgetragen im Sinn der Gl. 3.7, Kap.3. Die Querschnitte reichen von über 100 mb an der Barriere über 3 Größenordnungen bis zu 0.13 mb bei 73% der Barriere. An die Daten wurde eine Gerade mit zwei freien Parametern ($c_1, 2a$) angepaßt, wobei der Meßpunkt bei $d_0(\pi) = 1.36$ fm weggelassen wurde, weil er so dicht an der Barriere bereits durch Absorption in inelastischere Transferkanäle reduziert ist.

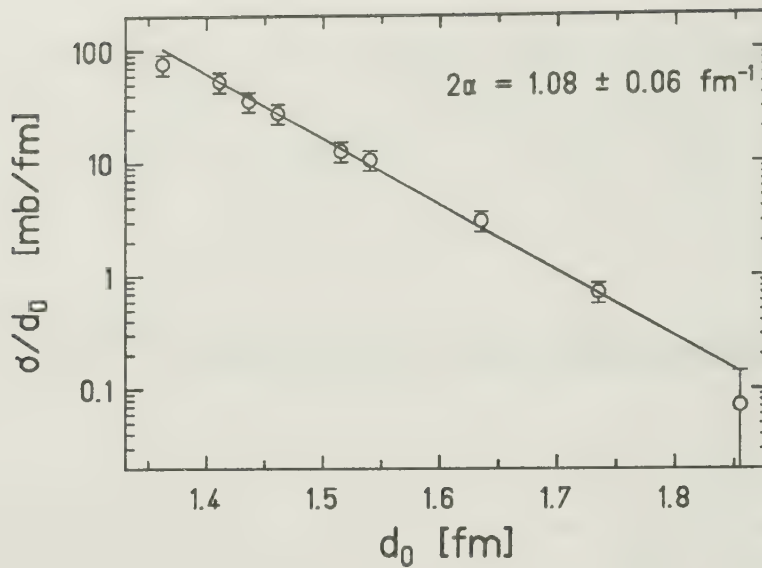


Abbildung 3. Anregungsfunktion für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$
Die Gerade ist ein 2-Parameter-Fit gemäß Gl. 3.7.

Die integralen Querschnitte werden also offenbar in dem einfachen semiklassischen Bild mit einem Steigungsparameter $2\alpha = 1.08 \pm 0.06 \text{ fm}^{-1}$ beschrieben. Da nach Kap.3 derselbe Steigungsparameter 2α in die Winkelverteilung eingeht, sind damit ohne jegliche Fit-Parameter die Winkelverteilungen für ^{239}U bei Energien unterhalb der Barriere festgelegt.

Winkelverteilungen für ^{239}U wurden bei 5 Energien gemessen (Tab.3):

E_{LAB} [MeV/u]	% V_C	Normierungsfaktor
5.05	82	1.35
5.36	87	1.20
5.65	92	1.07
5.85	95	1.21
6.07	99	1

Tabelle 3. ^{239}U -Winkelverteilungsmessungen im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Angegeben sind die effektiven Einschußenergien absolut und relativ zur Barriere, V_C , sowie die Normierungsfaktoren für die differentiellen Querschnitte auf die Anregungsfunktion.

Die Querschnitte der Winkelverteilungen wurden normiert auf die Anregungsfunktion. Die in der Tab.3 enthaltenen Normierungsfaktoren können ohne weiteres mit systematischen Fehlern in den Targetdicken, Strommessungen und mit Targetdefekten erklärt werden.

Im Prinzip treten in den Transferamplituden bei symmetrischen Reaktionssystemen Interferenzterme auf, die sich aber bei der experimentellen Mittelung über viele beteiligte Zustände aufheben. Deshalb sind die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte die Summe aus den Querschnitten der Target- und der Projektilähnlichen. Zwischen diesen beiden Komponenten kann das Experiment im symmetrischen System nicht unterscheiden, und die Winkelverteilungen sind symmetrisch um 90° . Bei diesem Streuwinkel beträgt der Anteil der projektil- und der targetähnlichen Transferprodukte jeweils genau 50% des gemessenen Querschnitts. Zum Vergleich der experimentellen Daten mit der Theorie müssen die bei Vorwärtswinkeln gemessenen Querschnitte, die im wesentlichen die Querschnitte der Targetähnlichen darstellen, auf Anteile projektilähnlicher Transferproduktquerschnitte korrigiert werden. Analog müssen die bei Rückwärtswinkeln gemessenen Querschnitte auf die Anteile von Querschnitten Targetähnlicher korrigiert werden. Diese Korrektur wurde zusammen mit der Anpassung der Steigung 2α gemäß Gl. 3.4, also modellabhängig, durchgeführt. Bei Streuwinkeln oberhalb 110° bzw. unterhalb 70° ist die Korrektur bereits kleiner als 2% (siehe Tabelle 15-18 im Anhang). Wegen der Symmetrie des Reaktionssystems werden alle, sowohl bei Vorwärtswinkeln als auch bei Rückwärtswinkeln gemessenen Querschnitte in den Winkelverteilungen gegen die Streuwinkel der Projektilähnlichen aufgetragen. Die so korrigierten experimentellen Wirkungsquerschnitte können nun mit den semiklassischen, aus den Fit-Parametern der Anregungsfunktion bestimmten Winkelverteilungen (gestrichelte Linie in der Abbildung 4) verglichen werden.

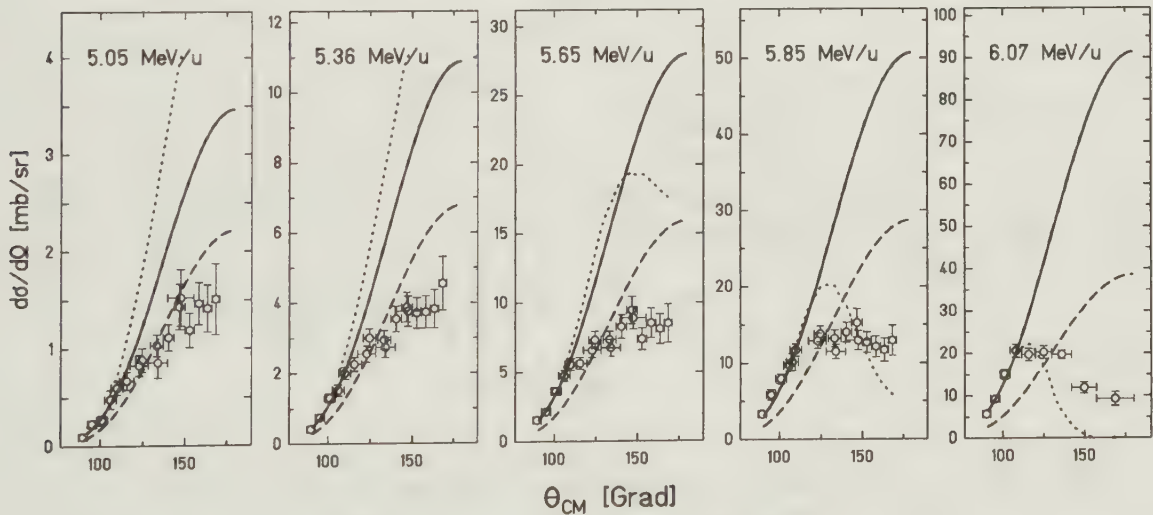


Abbildung 4. Winkelverteilungen für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Die gestrichelten Linien resultieren aus einem 2-Parameter-Fit der integralen Querschnitte nach Gl. 3.7. Die durchgezogenen Kurven stammen aus dem Fit der Abbildung 5 auf Seite 28. Die gepunkteten Kurven sind DWBA-Rechnungen. Die waagerechten Balken kennzeichnen die Winkelbereiche.

Dieses Verfahren liefert offensichtlich keine gute Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen. Obwohl die semiklassische Näherung gerade in einem so schweren System wie $U + U$ und den niedrigen Energien (z.B. $5.05 \text{ MeV/u} = 0.82 V_C$) gelten sollte, ist sicher wenigstens eine der Annahmen, die zu den Gleichungen 3.4 und 3.7 führen, nicht gerechtfertigt. Im folgenden wird geprüft, ob die semiklassische Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen völlig zusammenbricht, oder ob sie wenigstens in einem beschränkten Winkelbereich gilt.

In Abbildung 5 sind Transferwahrscheinlichkeiten P_t' als Funktion des Abstands der dichtesten Annäherung d_0 aufgetragen. Es handelt sich um eine Untermenge der in Abbildung 4 auf Seite 27 gezeigten Daten bei verschiedenen Energien, aber auf die mehr peripheren Kollisionen im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 110^\circ$ beschränkt. Die Gerade ist ein Fit der gemessenen differentiellen Querschnitte gemäß Gl. 3.4 mit 2 freien Parametern. Die $\ln$ -Transferwahrscheinlichkeiten sind auf die Anteile target- und projektilähnlicher Kerne, wie oben beschrieben, korrigiert. Die 24 experimentellen Transferwahrscheinlichkeiten werden über mehr als 2 Größenordnungen sehr gut durch eine Gerade angenähert und zeigen damit die Gültigkeit der Beziehung 3.4 für die mehr peripheren Kollisionen.

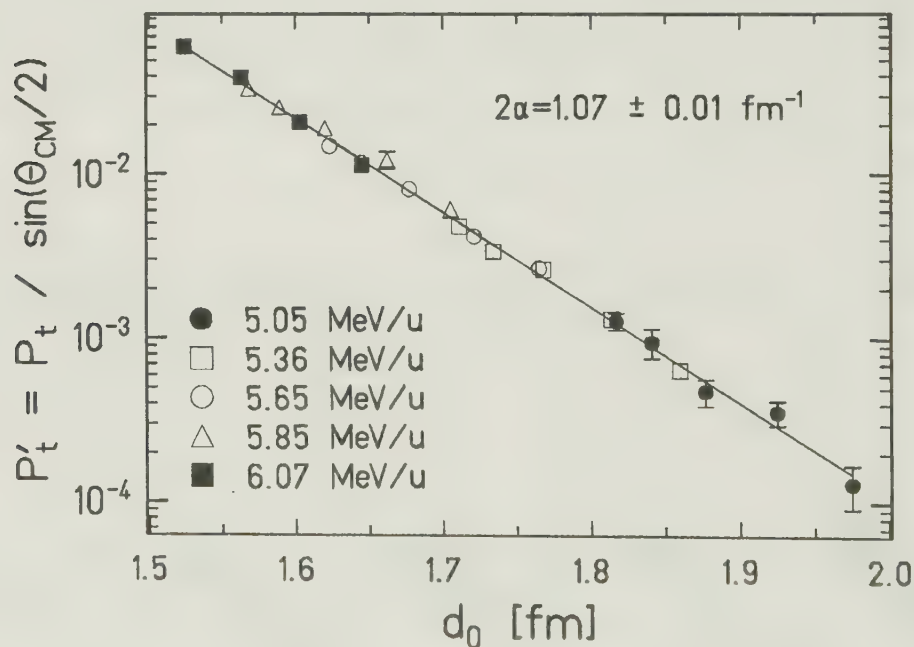


Abbildung 5. $\ln$ -Transferwahrscheinlichkeiten für ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ mit einem 2-Parameter-Fit (gemäß Gl. 3.4) der Daten im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 110^\circ$.

Interessant ist ein Vergleich der Steigungsparameter 2α aus den Fits der Anregungsfunktion und der Transferwahrscheinlichkeiten in der Tabelle 4.

Die beiden experimentellen Werte für 2α sind gleich, wie semiklassisch erwartet, und liegen auch nahe dem aus der mittleren Grundzustandsbindungsenergie S_n berechneten Wert. Nach der Be-

ziehung $E_{EX} = S_n - E_{B,eff}$ [IHM83], wobei sich $E_{B,eff}$ aus den gemessenen Steigungsparametern ergibt, ist die Anregungsenergie $E_{EX} = - (0.48 \pm 0.11)$ MeV. In dem Fehler ist nur die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des experimentellen Steigungsparameters enthalten. Berücksichtigt man zusätzlich noch die Unsicherheit der theoretisch zu erwartenden Steigung, dann wird der Wert von E_{EX} kompatibel mit 0, was auf einen Transfer des Neutrons in Zustände nahe dem Grundzustand oder in den Grundzustand selbst hindeutet.

Aus den in Abbildung 5 auf Seite 28 erhaltenen Fit-Parametern, dem Skalierungsfaktor c_2 und der Steigung 2α , wurden nach den Gleichungen 3.4 und 3.6 Winkelverteilungen berechnet, die in Abbildung 4 auf Seite 27 als durchgezogene Kurven zu sehen sind. Bei allen Energien und bei Winkeln oberhalb $\Theta_{CM} > 110^\circ$, d.h. bei zentraleren Kollisionen, weichen die experimentellen Daten deutlich von den berechneten Winkelverteilungen ab. Die integrierten Differenzen zwischen den durchgezogenen Kurven in Abbildung 4 auf Seite 27 und den experimentellen Daten im Bereich $110^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 180^\circ$, σ_{DIF} , sind mit den zugehörigen integralen 1n-Transferquerschnitten, σ_{U239} , in der Tab.5 eingetragen.

Bestimmungsmethode	2α [fm ⁻¹]
2-Parameter-Fit der Anregungsfunktion	1.08 ± 0.06
2-Parameter-Fit der Transferwahrscheinlichkeiten im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 110^\circ$	1.07 ± 0.01
Berechnet aus der mittleren Grundzustandsbindungsenergie S_n des transferierten Neutrons	1.03

Tabelle 4. Steigungsparameter 2α für den 1n-Transfer in U + U-Kollisionen
Die Bindungsenergie des Neutrons im Anfangszustand ^{238}U ist 6.153 MeV, im Endzustand ^{239}U 4.806 MeV [WAP85].

$E_{\text{LAB}} [\text{MeV/u}]$	$\sigma_{\text{U239}} [\text{mb}]$	$\sigma_{\text{DIF}} [\text{mb}]$	$d_0(\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ) [\text{fm}]$	$d_0(\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ) [\text{fm}]$
5.05	5.0 ± 1.0	2.8	1.636	1.817
5.36	16.3 ± 3.2	9.6	1.542	1.712
5.65	40 ± 8	29.8	1.463	1.624
5.85	75 ± 15	58	1.413	1.569
6.07	104 ± 21	145	1.361	1.512

Tabelle 5. Integrierte Querschnitte aus den ^{239}U -Winkelverteilungen in U + U-Kollisionen
 Integrale Querschnitte σ_{U239} , im Bereich $110^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 180^\circ$ integrierte Differenzen σ_{DIF} zwischen semiklassischen (durchgezogene Kurven in Abbildung 4 auf Seite 27) und experimentellen differentiellen Querschnitten. Weiterhin angegeben sind die d_0 -Werte für die zentralen Kollisionen ($\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ$) und für den Winkel, ab dem Diskrepanzen in den Winkelverteilungen auftreten ($\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ$).

4.2 Diskussion der Ergebnisse

In der bisher angewendeten semiklassischen Beschreibung wird die Absorption vernachlässigt. Es muß daher zunächst untersucht werden, ob die beobachteten großen Diskrepanzen bei zentralen Stößen auf diesen Effekt zurückzuführen sind. Zur Berücksichtigung der Absorption, der Abnahme des In-Transferquerschnitts auf Kosten anderer sich öffnender Kanäle an der Barriere, kann man die DWBA unter Verwendung eines optischen Potentials mit Imaginärteil verwenden. Breite Anwendung hat hierbei das Programm PTOLEMY [PIE78] gefunden. Unter Verwendung von Standard-Potentialparametern für die gebundenen Zustände (in den verschiedenen Rechnungen nicht variiert) wurden differentielle Querschnitte für den Transfer des Neutrons in einen ausgewählten 4s-Endzustand im ^{239}U berechnet. Der Q-Wert und der Drehimpulstransfer wurden gleich Null gewählt. Die Parameter sowohl des Realteils (Index r), als auch des Imaginärteils (Index i) des optischen Potentials (Woods-Saxon-Form) wurden unabhängig voneinander variiert: die Potentialtiefen $V_{r,i}$ im Bereich 10 - 110 MeV und die Potentialradien $R_{r,i}$ (Summe der Kernradien) im Bereich 15.5 - 18.0 fm. Die Unschärfeparameter $A_{r,i}$ wurden auf einen in Schwerionenreaktionen üblichen Wert von 0.6 fm festgelegt. Es ist nicht möglich, alle Winkelverteilungen über den gesamten Streuwinkelbereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 180^\circ$ mit einem einzigen Parametersatz, abgesehen von einer Skalierung für die absolute Normierung zwischen Theorie und Experiment, zu beschreiben. Dagegen läßt sich durchaus ein Satz von Parametern finden, bei dem die DWBA-Kurven

mit den Daten im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$, also wie bei der semiklassischen Analyse, gut übereinstimmen. Die Fit-Parameter sind hierbei $V_r = V_i = 70 \text{ MeV}$, $R_r = R_i = 15.5 \text{ fm}$. Alle DWBA-Rechnungen bei den verschiedenen Energien wurden mit einem gemeinsamen Faktor auf die Daten normiert. Die mit sehr kleiner Winkelauflösung durchgeführten Rechnungen zeigten eine oszillatorische Struktur und wurden daher innerhalb der experimentell gemessenen Winkelbereiche gemittelt. Das Ergebnis dieser DWBA-Winkelverteilungen ist in Abbildung 4 auf Seite 27 als gepunktete Linie eingezeichnet. Der Vergleich mit dem Experiment zeigt besonders bei 6.07 MeV/u den Einfluß der Absorption bei großen Winkeln. Während die Absorption bei den höchsten Energien aber sogar überschätzt wird, spielt sie bei den beiden kleinsten Energien offenbar selbst für zentrale Stöße keine Rolle. Unabhängig davon, ob man mit der semiklassischen Analyse oder der DWBA-Analyse vergleicht, weichen die Daten immer ab einem Winkel $\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ$ von der Theorie ab. Die zugehörigen Abstände dichtester Annäherung $d_0(\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ)$ (s. Tab.5) sind bei den verschiedenen Energien nicht identisch. Das steht im Gegensatz zur Erwartung, daß die Absorption in einem gegebenen Reaktionssystem bei einem festen d_0 einsetzen sollte. Die experimentellen Daten der 5.85 MeV/u -Winkelverteilung zeigen bei $d_0 = 1.55 \text{ fm}$ noch Übereinstimmung mit der Theorie, weichen aber bei einer niedrigeren Energie (5.36 MeV/u) bei gleichem Abstand deutlich davon ab. Auch die Größe der $d_0(\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ)$ -Werte (1.817 fm bei 5.05 MeV/u) spricht gegen die Absorption als Erklärung der Diskrepanzen, wenn man mit Ergebnissen anderer Autoren vergleicht: das Einsetzen der Absorption im System $^{184}\text{W} + ^{238}\text{U}$ wurde bei $d_0 = 1.5 \text{ fm}$ gemessen [HIM83]. Das sollte auch auf das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System übertragbar sein, weil d_0 eine reduzierte Größe ist. Ein weiteres Argument gegen die Absorption als Begründung für die Diskrepanzen auch bei niedrigen Energien liefert das $\ln$ -Transferprodukt ^{198}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$, dessen Winkelverteilungen in einer analogen semiklassischen Analyse bei allen Energien bis $d_0 = 1.55 \text{ fm}$ mit der Theorie übereinstimmen. Diese $\text{U} + \text{Au}$ -Experimente werden im folgenden Kapitel 5 behandelt.

Im Prinzip wäre es denkbar, daß die in den zentraleren Stößen produzierten ^{239}U -Kerne durch innere Anregung nach dem Transfer spalten und so die im Experiment beobachtete Winkelverteilung der überlebenden ^{239}U verändern. In Kapitel 7 wird die Messung der integralen Spaltquerschnitte im System $\text{U} + \text{U}$ beschrieben. Das Ergebnis dieser Experimente soll hier bereits vorweggenommen werden: die sequentielle Spaltung nach dem $\ln$ -Transfer kann bei weitem nicht die beobachteten Diskrepanzen in den $\ln$ -Transferwinkelverteilungen erklären [WIR88], die Wirkungsquerschnitte für Spaltung sind bei allen Energien kleiner als σ_{DIF} in der Tab.5.

Charakteristisch für das System $\text{U} + \text{U}$ ist zum einen, daß die Stoßpartner jeweils eine große Grundzustandsdeformation aufweisen, und zum anderen, daß es sich um ein "symmetrisches" Reaktionssystem handelt. Beide Eigenschaften könnten Einfluß nehmen auf die $\ln$ -Transferwinkelverteilungen, wie im folgenden angedeutet wird. Weitere theoretische Ansätze und Vorstellungen werden dann zusammen mit weiteren experimentellen Daten im folgenden Kapitel 5 diskutiert. ^{238}U ist ein Hexadekupol und kann vereinfacht als Ellipsoid angesehen werden, dessen beiden Halbachsen etwa 15% größer bzw. 7.5% kleiner als der Radius einer Kugel mit gleichem Volumen sind. Diese Kerne können sich nun bei konstant gehaltenem Abstand der Zentren, d.h. konstantem Stoßparameter, in verschiedenen Orientierungen relativ zueinander ein-

stellen, wobei der Abstand der "Kernoberflächen" ² stark variieren kann. Da bei den niedrigen Energien die Neutronenwellenfunktionen sowieso nur einen geringen Überlapp haben, könnten sich geometrische Effekte stark auswirken. Einen möglichen Effekt dieser Deformations- und Orientierungsfreiheitsgrade auf die Transferwahrscheinlichkeiten kann man nachweisen, indem man gleichartige Messungen mit undeformierten Kernen durchführt. Als Schwerionensystem bietet sich im Prinzip die Reaktion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ mit den doppelt magischen und daher sphärischen ^{208}Pb -Kernen an. Die resultierenden In-Transferprodukte sind jedoch in ihren Grundzuständen stabil und lassen sich deshalb mit der radiochemischen Methode nicht erfassen. Stattdessen wurde der In-Transfer im mit dem U+U-System vergleichsweise sphärischen System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ gemessen, und wird in Kap.5 vorgestellt.

Eine andere Erklärung zur Reduzierung von Transferquerschnitten bei großen Winkeln könnte das sogenannte Pauli-Blocking sein. Eine ausführliche Beschreibung dieses Effektes findet man bei Pontoppidan et al. [PON83]. Dabei betrachtet man den Prozeß nicht im Orts-, sondern im Impulsraum, in dem die beiden Kerne als Fermi-Kugeln dargestellt sind. Der Radius der Fermi-Kugeln ist der lokale Fermi-Impuls an der Oberfläche der kollidierenden Kerne und kann in der Thomas-Fermi-Näherung abgeschätzt werden. Der Abstand ist gegeben durch die Masse des zu transferierenden Nukleons und die Geschwindigkeit des Donatorkerns relativ zum Akzeptorkern. Beim Abstand der dichtesten Annäherung wird die Relativgeschwindigkeit minimal, und die Fermi-Kugeln können überlappen. Da der Transfer im wesentlichen bei diesem Minimalabstand stattfindet, darf der vom Donator zum Akzeptor durch das Nukleon übertragene Impuls nicht in dieser Überlappzone liegen, weil hier alle Impulszustände bereits besetzt sind. Pauli-Blocking sollte sich besonders in einem symmetrischen System wie U + U (gleiche Fermi-Kugeln) und im zentralen Stoß ($\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ$, Relativgeschwindigkeit = Null beim Abstand R_{MIN} , d.h. totaler Überlapp der Fermi-Kugeln) bemerkbar machen. Falls das Pauli-Blocking für den In-Transfer von Bedeutung ist, sollte das experimentell beobachtbar sein durch Vergleich der Winkelverteilungen in einem symmetrischen System und einem asymmetrischen System wie dem in Kap.5.2 zu diskutierenden System U + Au.

² Die Kernmassenverteilung wird näherungsweise beschrieben als Fermi-Verteilung mit einem Randunschärfeparameter $a = 0.6049 \text{ fm}$ für ^{238}U .

5

Der 1n-Transfer in den Reaktionen

$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die 1n-Transferwinkelverteilungen in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ konnten für die zentralen Kollisionen weder in der semiklassischen Näherung, noch mit der die Absorption an der Barriere berücksichtigenden DWBA verstanden werden. Mit der Ausdehnung auf die beiden Systeme $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ wurde dieser Effekt experimentell weiter untersucht. Die genannten Reaktionssysteme haben neben den zum Teil gleichen Transferprodukten auch Gemeinsamkeiten in dem Verhalten der 1n-Transferwinkelverteilungen bezüglich der Diskrepanzen und werden deshalb zusammen in diesem Kapitel behandelt. Auch in diesen Reaktionen handelt es sich um sehr schwere Systeme, so daß wie beim System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ semiklassische Betrachtungen erlaubt sind.

5.1 Gemessene Transferprodukte

Gegenüber den 1n-Transfermessungen im $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System, wo alleine das ^{239}U in der Auswertung erfaßt wurde, gestalteten sich die Messungen und Auswertungen in den Experimenten $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ wesentlich komplexer. Obwohl die Messungen auf die Erfassung des am besten zu beobachtenden ^{198}gAu ausgerichtet waren, konnte doch eine Reihe weiterer Produkte, wenn auch mit schlechterer Qualität, nachgewiesen und analysiert werden und sind in der Tabelle 6 angegeben. Es zeigte sich in der späteren Interpretation, daß auch diese Produkte Informationen bezüglich der erwähnten Diskrepanzen liefern.

Isotop	$T_{1/2}$	I^π	γ -Linien (keV) und Linienintensitäten
^{198g}Au	2.7 d	2	411.8 (95.5%)
^{198m}Au	2.3 d	12^-	97.2 (69.0), 180.3 (50.8%), 204.1 (41.5%), 214.9 (76.9%)
^{196g}Au	6.18 d	2	333.0 (22.9%), 355.7 (86.9%)
$^{196m2}\text{Au}$	9.7 h	12^-	147.8 (42.5%), 188.3 (37.4%)
^{199}Au	3.14 d	$3/2^+$	158.4 (36.9%), 208.2 (8.38%)

Tabelle 6. Transferprodukte in den Reaktionen $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ für Winkelverteilungsanalysen
 I^π gibt Kernspin und Parität an.

Die beiden Kerne ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ gehen durch isomeren Übergang in die jeweiligen Grundzustände über, bevor der β^- -Zerfall erfolgt. $^{196m1}\text{Au}$ hat mit 8.1 s eine sehr kurze Halbwertszeit beim Zerfall in den Grundzustand und spielt in den Zerfallskurvenanalysen keine Rolle. Die Anfangsaktivitäten A_0 der isomeren Zustände sind durch einfache Ein-Komponenten-Zerfallskurvenanalysen mit vorgegebenen Halbwertszeiten bestimmbar. In den Zerfallskurven von ^{198g}Au und ^{196g}Au muß neben dem direkten Zerfall in die jeweiligen Hg-Isotope auch die Nachbildung aus den isomeren Zuständen berücksichtigt werden. Dazu stehen unterschiedliche Verfahren zur Verfügung:

1. Unter Vorgabe der beiden Halbwertszeiten für den g- und den m-Zustand werden die A_0 -Werte für den g- und den m-Zustand gleichzeitig bestimmt, wobei der A_0 -Wert für den viel schwächer radioaktiven m-Zustand sehr ungenau ist.
2. Das Verfahren 1 berücksichtigt nicht, daß der A_0 -Wert des isomeren Zustands oft unabhängig bestimmt werden kann. Wird dieser festgehalten, kann der A_0 -Wert des Grundzustands dann als einziger freier Parameter genauer bestimmt werden.
3. Man vernachlässigt die Aktivität des isomeren Zustands und ermittelt den A_0 -Wert des g-Zustands über einen Ein-Komponenten-Fit.

In den meist mit guter Statistik gemessenen ^{198g}Au -Zerfallskurven wurde im allgemeinen das Verfahren 2 angewendet. Wenn Verfahren 2 wegen fehlendem A_0 -Wert des m-Zustands nicht möglich war, wurde Verfahren 3 herangezogen, was für den resultierenden A_0 -Wert des g-Zustands praktisch keinen Unterschied innerhalb des Fehlers ergab. Die ^{196g}Au -Zerfallskurven wurden bei hinreichender Statistik nach Verfahren 1, sonst ebenfalls nach Verfahren 3, analysiert.

Alle Fehler in diesem Kapitel wurden aus dem statistischen Fehler der Zerfallskurvenanalyse und einem 5%-Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit der γ -Detektoren berechnet. Bei einigen U + Au-Daten wurden Goldfraktionen chemisch separiert (s. Kap. 2.2.2). Die Fehler in diesen

Proben sind zusätzlich mit einem 10%igen Ausbeutefehler (quadratisch addiert) versehen. Letzteres ist insbesondere relevant bei den Grenzüberschnittangaben in Kap.6.

Die gemessenen Winkelbereiche überdecken besonders für unter Rückwärtswinkeln gemessene targetähnliche Kerne einen großen Raumwinkel. Da auch innerhalb eines Winkelbereichs die Transferwahrscheinlichkeit exponentiell abfällt, kann man einen Meßpunkt nicht einfach beim arithmetischen Mittelwert des d_0 -Bereichs eintragen. Ein effektives d_0 wurde deshalb beim Fit im semiklassischen Modell simultan bestimmt. Aus diesem d_0 resultiert wiederum der Streuwinkel, bei dem ein Meßpunkt in der Winkelverteilung eingezeichnet ist. Diese Korrektur ist wesentlich bei sehr großen d_0 -Werten, aber oberhalb von $\Theta_{CM} \simeq 90^\circ$ vernachlässigbar.

Die in dem asymmetrischen System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ gebildeten projektilähnlichen Transferprodukte ^{237}U und ^{239}U können in γ -Spektren zwar sehr gut identifiziert werden, sind aber für die Winkelverteilungsuntersuchungen aus kinematischen Gründen ungeeignet. Bei der vorliegenden inversen Kinematik können zwei unter verschiedenen CM-Winkeln gestreute projektilähnliche Kerne bei ein und demselben Laborwinkel auftreten, können aber mit der radiochemischen Methode nicht sauber getrennt werden wegen ihrer ähnlichen Energien. Deshalb beschränken sich die Analysen der Winkelverteilungen in diesem Kapitel auf die targetähnlichen Transferprodukte, deren Kinematik eindeutig ist. Neben den In-Transferprodukten konnte in vielen Meßproben auch das 2n-Transferprodukt ^{199}Au nachgewiesen werden. Diese Messungen werden in Abschnitt 5.4 besprochen. Andere Transferreaktionen wie der 3n-Transfer zum ^{200}Au oder auch ein 1p-Transfer wurden nicht beobachtet.

5.2 Semiklassische Analyse der Winkelverteilungen

5.2.1 Das System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Einer der wesentlichen Unterschiede zwischen dem $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ - und dem $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System bezüglich des In-Transfers ist die weit geringere Deformation der Goldkerne im Vergleich zu den Urankernen³. Sollten die Diskrepanzen in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ auf die Deformation der Reaktionspartner zurückzuführen sein, dann wäre dieser Effekt in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ zumindest stark abgeschwächt, wenn überhaupt nachweisbar.

Zu diesem Zweck wurden die Winkelverteilungen für die im letzten Abschnitt genannten Reaktionsprodukte bei 4 Energien gemessen, die einen weiten Bereich unterhalb der Barriere ($V_C = 5.77$ MeV/u) abdecken (Tabelle 7).

³ Die intrinsischen Quadrupolmomente betragen 2.9 b für ^{197}Au [FUL68] und 11.3 b für ^{238}U [LÖB70].

$E_{\text{LAB}} [\text{MeV/u}]$	% V_C
4.76	82.4
5.06	87.7
5.35	92.8
5.56	96.4

Tabelle 7. Winkelverteilungsmessungen im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Die Messungen erstreckten sich über den gesamten Bereich der Vorwärts- und Rückwärtswinkel. Für jeden Streuwinkel und den zugehörigen Querschnitt wurde der Abstand der dichtesten Annäherung, im folgenden nur noch mit d_0 bezeichnet, und die Transferwahrscheinlichkeit berechnet. Bei der Anwendung des semiklassischen Modells auf diese Daten wurde, wie bereits beim $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System in Kap.4 beschrieben, die Symmetrie des Reaktionssystems berücksichtigt (vgl. auch die Tabellen 19-22). In der Analyse der Transferwahrscheinlichkeiten zeigte sich, daß die 5.56 MeV/u-Daten mit einem Faktor 0.73 relativ zu den Daten der anderen drei Winkelverteilungen zu skalieren waren. Der Grund hierfür ist vermutlich in einem technischen Problem bei der Bestrahlung zu suchen.

Es zeigte sich durch Vergleich mit den entsprechenden Vorwärtswinkeln, daß bei extremen Rückwärtswinkeln die Querschnitte verfälscht sind durch Mehrfachstreuung der langsamen, projektilähnlichen Teilchen in dem für solche Streuwinkel recht dicken Target. Es handelt sich hierbei um den Bereich $\Theta_{\text{LAB}} > 58^\circ$. Dieses experimentelle Problem war bereits aus der U+U-Analyse bekannt. Die Meßpunkte dieser Winkelbereiche wurden deshalb nicht verwendet und tauchen auch nicht in den Bildern und Tabellen auf.

Bei den ^{196g}Au - und den $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitten zeigte sich eine Überhöhung bei einigen Vorwärtswinkeln sehr nahe der Strahlachse (2° - 9° Lab.). Diese Kontaminanten sind vermutlich Reaktionsprodukte des Goldstrahls mit den Aluminiumblenden vor dem Target. Folglich tritt dieses Problem bei den $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Experimenten nicht auf. Bei den gewählten Strahlenergien befindet sich das System $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ oberhalb der Barriere und transferiert bevorzugt Neutronen zum leichteren Partner wegen der Tendenz zur Äquilibrierung des N/Z-Verhältnisses. Deshalb sind die komplementären ^{198}Au -Querschnitte nicht oder nur geringfügig von dieser Kontamination betroffen.

Zunächst wurden die Winkelverteilungen der am besten gemessenen ^{198g}Au -Kerne untersucht. Bei der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Analyse hatte sich gezeigt, daß die Fitparameter des semiklassischen Modells, die aus der Anregungsfunktion stammen, nicht für die Beschreibung der Winkelverteilungen geeignet waren. Es wurde daher versucht, direkt die Transferwahrscheinlichkeiten aller vier Winkelverteilungen gemeinsam im semiklassischen Bild zu beschreiben. Der an der Barriere bekanntermaßen einsetzenden Absorption wurde in der Weise Rechnung getragen, daß Daten mit $d_0 < 1.55$ fm nicht

im Fit berücksichtigt wurden. Dieser Abstand war ein Resultat aus der $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Auswertung und wurde für die $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -Analyse übernommen. Es gelang nicht, für alle Daten der 4 Winkelverteilungen über den gesamten Bereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 180^\circ$ eine Anpassung an die semiklassische Theorie zu erhalten. Deshalb wurde analog dem Vorgehen bei der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Analyse versucht, wenigstens für eine Untermenge der Daten im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq \Theta_i$ eine Übereinstimmung mit der Theorie zu bekommen. Dazu wurde Θ_i systematisch variiert. Eine befriedigende Anpassung wurde für $\Theta_i = 110^\circ$ gefunden, in bemerkenswerter Übereinstimmung mit der $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Analyse. Dieses Ergebnis für ^{198}Au im $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -System ist in der Abbildung 6 auf Seite 38 dargestellt.

Über mehr als zwei Größenordnungen wird der erwartete exponentielle Abfall der Transferwahrscheinlichkeiten mit dem Abstand beobachtet. Es ist deutlich zu sehen, daß bei jeder der 4 Energien Abweichungen von der Gerade bei unterschiedlichen d_0 -Werten einsetzen. Die Anpassung einer Geraden an alle Daten im Bereich $d_0 > 1.55 \text{ fm}$ würde neben einem weitaus schlechteren χ^2 auch eine deutlich kleinere Steigung 2α ergeben. Die in Abbildung 6 auf Seite 38 gefundene Steigung stimmt jedoch hervorragend mit der aus den Bindungsenergien des transferierten Neutrons berechneten Steigung überein, wie die Tabelle 8 zeigt, was auch als Rechtfertigung für die Wahl der Untermenge der Daten für den Fit angesehen werden kann. Die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment werden noch deutlicher in den Winkelverteilungen (Abbildung 7 auf Seite 39). Hier sind die gleichen Daten wie im unteren Teil der Abbildung 6 auf Seite 38 enthalten. Die Auftragung erfolgt in einer analogen Darstellung zu den ^{239}U -Winkelverteilungen : bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln im Laborsystem gemessene Produkte werden gemeinsam bei dem CM-Streuwinkel für das Projektilähnliche aufgetragen. Der semiklassische Fit ist durch die Kurven repräsentiert, die bei den Daten mit $d_0 < 1.55 \text{ fm}$, also in dem Bereich einsetzender Absorption, wo die einfache semiklassische Theorie nicht mehr gilt, als gepunktete Linien dargestellt sind. Die Abbildung 7 auf Seite 39 verdeutlicht, daß eine Diskussion über die Größe der Diskrepanzen nur für die Daten der beiden niedrigeren Energien sinnvoll ist, wo Abweichungen der Daten von den durchgezogenen Linien zu beobachten sind. Bei den höheren Energien wird dieser Effekt durch die Absorption überlagert.

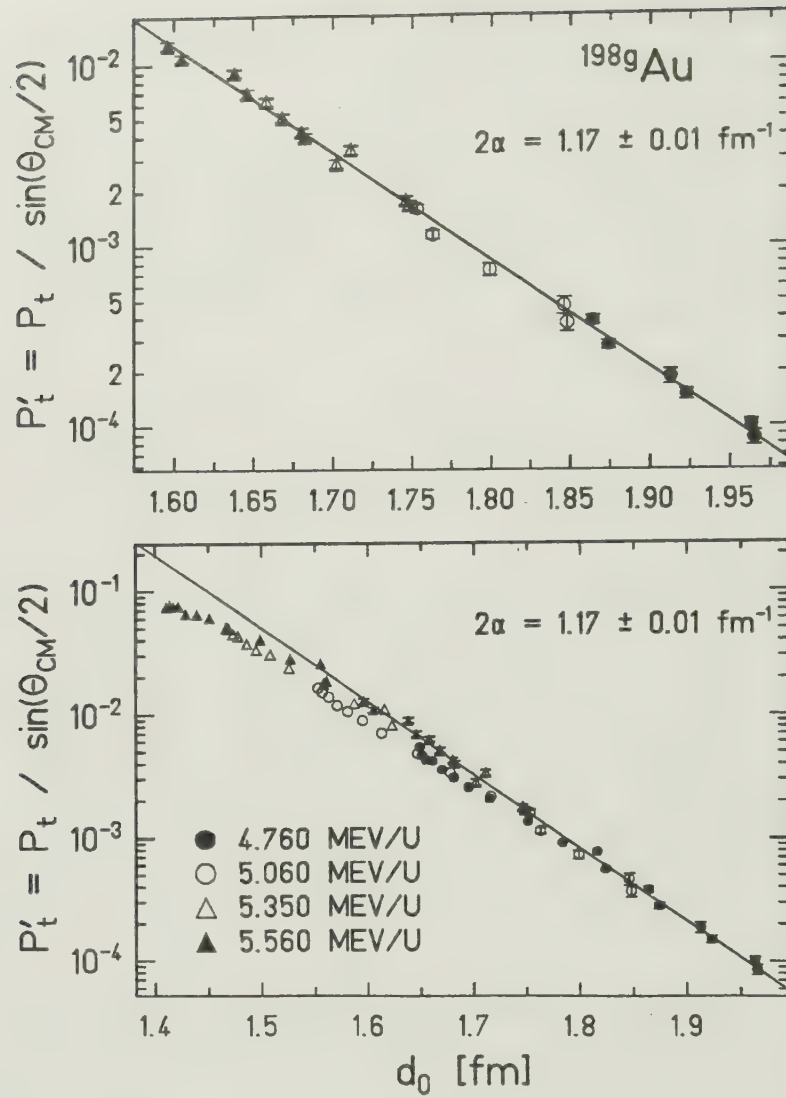


Abbildung 6. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Im oberen Bild sind nur Meßpunkte eingezeichnet, die den Einschränkungen beim Fit, also $d_0 \geq 1.55$ fm und $\Theta_{CM} \leq 110^\circ$, genügen (durchgezogene Linie). Im unteren Bild sind zum Vergleich alle Daten enthalten, wobei die Gerade identisch mit der im oberen Bild ist.

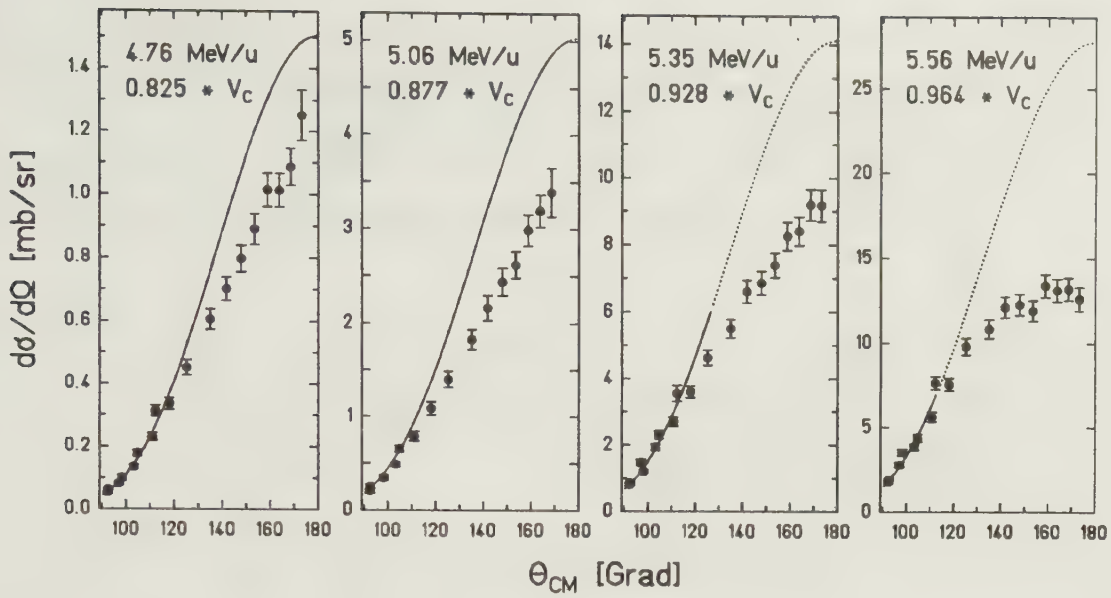


Abbildung 7. Winkelverteilungen für ^{198g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Die Kurven entsprechen dem Fit aus Abbildung 6 und sind im Bereich $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

Transferprodukt	$2\alpha_{\text{THEO}} [\text{fm}^{-1}]$	$2\alpha_{\text{EXP}} [\text{fm}^{-1}]$	$c_2 [\text{mb}]$
^{198g}Au	1.18	1.17 ± 0.01	$3.958 \pm 0.045 \times 10^7$
^{198m}Au	1.15	1.21 ± 0.07	$7.38 \pm 0.67 \times 10^6$
^{196g}Au	1.18	1.16 ± 0.01	$2.491 \pm 0.036 \times 10^7$
$^{196m2}\text{Au}$	1.15	1.51 ± 0.04	$2.472 \pm 0.094 \times 10^9$

Tabelle 8. Steigungsparameter 2α im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Die theoretischen Steigungen sind für ^{198g}Au und ^{196g}Au aus den mittleren Grundzustandsbindungsenergien berechnet. In den theoretischen Steigungsparametern für die isomeren Zustände $^{196m2}\text{Au}$ und ^{198m}Au ist die Energiedifferenz zwischen dem isomeren 12^- -Zustand und dem 2^- -Grundzustand berücksichtigt. C_2 ist der winkelunabhängige Faktor in Gl. 3.4.

Das zum ^{198g}Au komplementäre ^{196g}Au zeigt bei demselben Analysenverfahren, wie beim ^{198g}Au geschildert, das gleiche Verhalten: eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wird nur im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 110^\circ$ erreicht. Das Ergebnis ist in Abbildung 8 auf Seite 40 zu sehen und ist offenbar dem ^{198g}Au -Ergebnis sehr ähnlich. Auch hier stimmt die experimentelle Steigung 2α sehr gut mit der Erwartung überein (Tabelle 8).

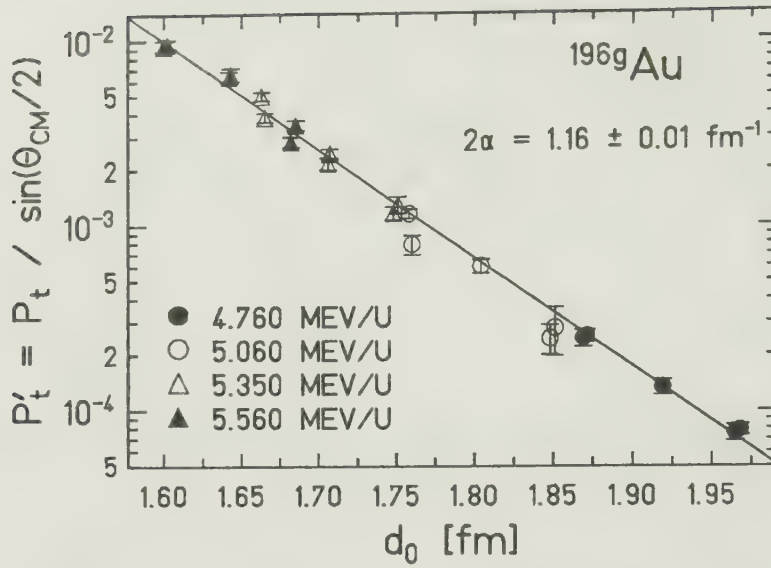


Abbildung 8. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{196g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$. Die Gerade ist ein Fit im semiklassischen Modell mit 2 freien Parametern. Es sind nur Meßpunkte eingezeichnet, die den Einschränkungen beim Fit, also $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$ und $\Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$, genügen.

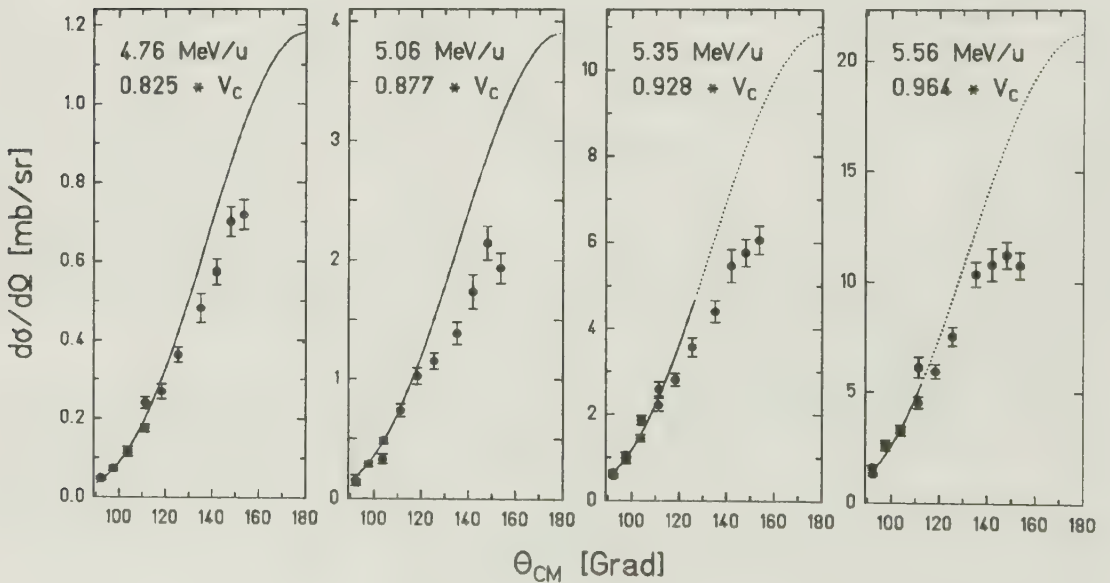


Abbildung 9. Winkelverteilungen für ^{196g}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$. Die Kurven entsprechen dem Fit aus Abbildung 8 und sind im Bereich $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ gepunktet.

Die Daten für die isomeren Zustände ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ sind von schlechterer Qualität, weil hier die Querschnitte wesentlich niedriger liegen. Die Energiedifferenzen zwischen 2^- -Grundzustand und isomerem 12^- -Zustand betragen 0.812 bzw. 0.595 MeV [LED78]. Diese isomeren Zustände

haben mit einem Spin von $12\hbar$ (Tabelle 6) immerhin $10\hbar$ mehr als die zugehörigen Grundzustände. Obwohl die in Kap.3 vorgestellte semiklassische Näherung einen Drehimpulstransfer von Null annimmt, konnte unter Berücksichtigung der relativ schlechten Statistik der Daten wie bei den Transferreaktionen in die jeweiligen Grundzustände eine Gerade im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{CM} \leq 110^\circ$ an die Transferwahrscheinlichkeiten angepaßt werden (Abbildung 10).

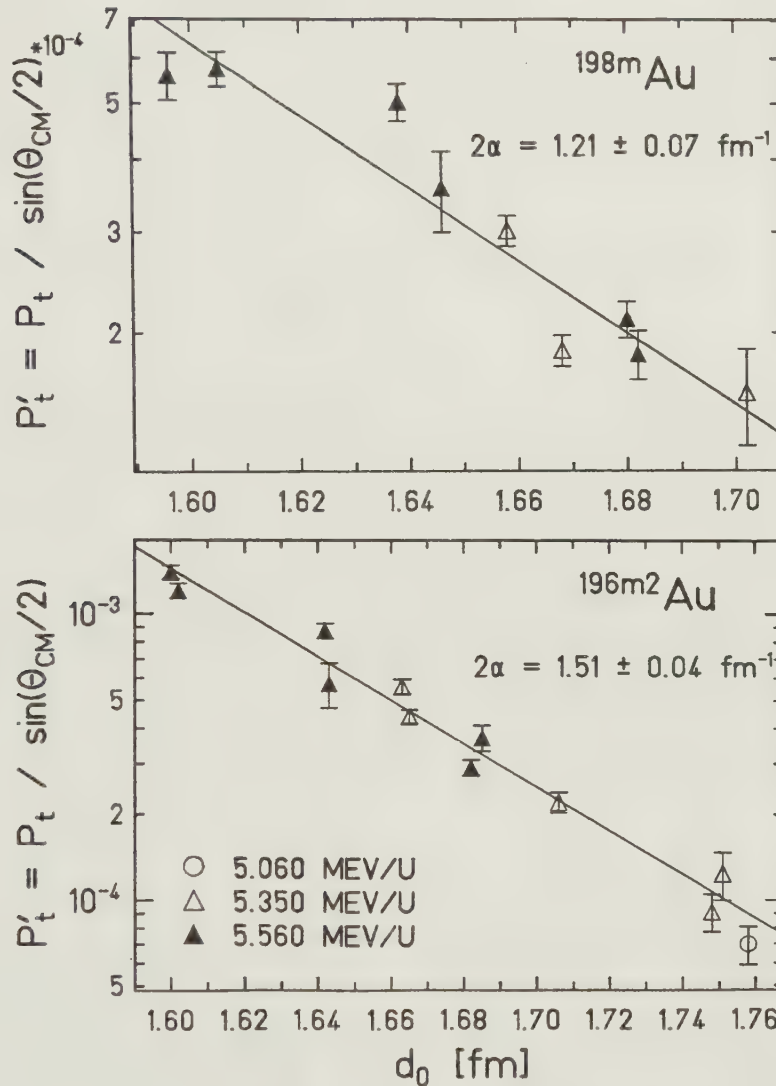


Abbildung 10. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Die Geraden sind Fits im semiklassischen Modell mit 2 freien Parametern. Es sind nur Meßpunkte eingezeichnet, die den Einschränkungen beim Fit, also $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$ und $\Theta_{CM} \leq 110^\circ$, genügen.

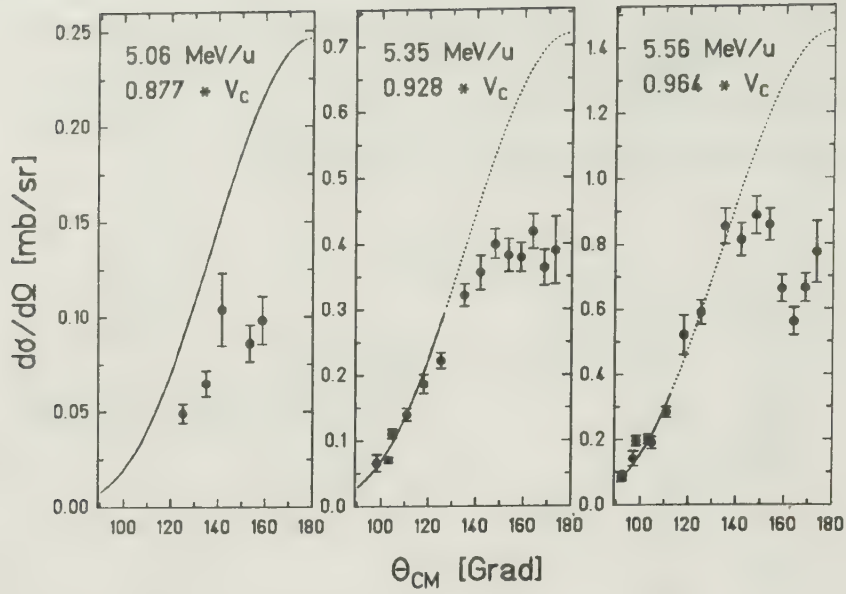


Abbildung 11. Winkelverteilungen für ^{198m}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Die Kurven entsprechen dem Fit in Abbildung 10 auf Seite 41 und sind im Bereich $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

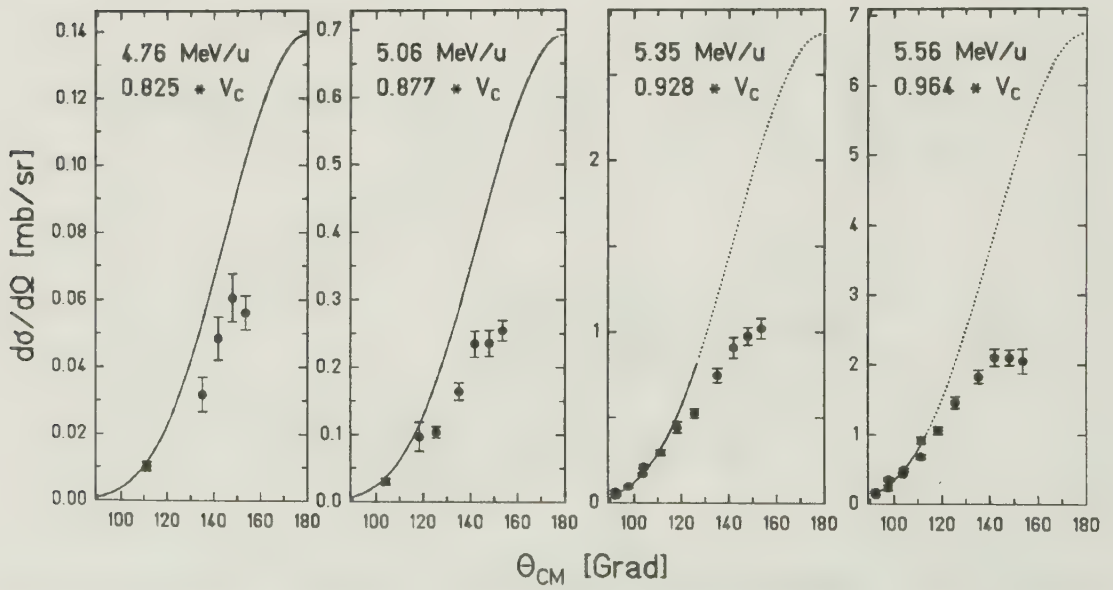


Abbildung 12. Winkelverteilungen für $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Die Kurven entsprechen dem Fit in Abbildung 10 auf Seite 41 und sind im Bereich $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

Rein qualitativ betrachtet scheinen die Diskrepanzen größer zu sein als bei den Transferreaktionen zu den Grundzuständen. Die experimentellen Steigungen 2α sind wesentlich höher als bei den Transferwahrscheinlichkeiten in die jeweiligen Grundzustände. Wenn man die Energiedifferenz zwischen dem isomeren 12^- -Zustand und dem 2^- -Grundzustand von der Grundzustandsbindungsenergie des transferierten Neutrons subtrahiert, resultiert dagegen eine noch kleinere theoretische Steigung als beim Transfer in den Grundzustand (Tabelle 8).

Bis hierhin kann zusammenfassend festgestellt werden, daß auch die Winkelverteilungen der In-Transferprodukte in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ ab $\Theta_{\text{CM}} > 110^\circ$ Abweichungen von der semiklassischen Theorie zeigen, die nicht auf Absorption zurückzuführen sind. Dies deutet an, daß die Deformation der Reaktionspartner keinen direkten Einfluß auf diesen Effekt hat.

5.2.2 Das System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Untersuchung des In-Transfers im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ war aus zwei Gründen von Interesse. Erstens wurden damit weitere Informationen über die nicht verstandenen Diskrepanzen in den Winkelverteilungen gesammelt, und zweitens wurde in dieser Reaktion sehr empfindlich nach In-Transferprodukten bei extremen Rückwärtswinkeln gesucht, um eventuelle Abweichungen von Rutherford-Trajektorien nachzuweisen. Das letztere Problem wird ausführlich in Kap.6 behandelt und erklärt aus den dann noch zu erläuternden Gründen die Vielzahl der gemessenen Winkelverteilungen. Für beide Fragestellungen spielt die hier im Gegensatz zu den bisher diskutierten Systemen mögliche Unterscheidung zwischen Projektil und Target eine wesentliche Rolle. Bezüglich der Diskrepanzen wird mit dem asymmetrischen System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ insbesondere ein möglicher Einfluß des Pauli-Blockings (s. Kap.4.2) untersucht.

Wie auch beim System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ war das ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ das am detailliertesten gemessene Transferprodukt. Gegenüber dem ^{196g}Au ist im asymmetrischen System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ der In-Transfer zum ^{198g}Au aufgrund des günstigeren Q_{GG} -Werts bevorzugt. Das zeigt sich in dem deutlich größeren Wirkungsquerschnitt für den In-stripping-Kanal (^{198g}Au) im Vergleich mit dem In-pickup-Kanal (^{196g}Au). Die Asymmetrie des $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Systems ist auch für die Analyse der Transferwahrscheinlichkeiten im semiklassischen Modell von Vorteil, da keine modellabhängigen Korrekturen auf Anteile Projektilähnlicher in der Winkelverteilung der Targetähnlichen notwendig ist.

Winkelverteilungen wurden bei insgesamt 15 Einschußenergien im Bereich der Coulombbarriere gemessen; die Energien sind sowohl in der Abbildung 13 auf Seite 45, als auch in der Tabelle 10 in Kap.6 angegeben. Bei 13 der 15 gemessenen Winkelverteilungen konnte der verbesserte Aufbau zur Erfassung der Rutherford-Streuung (s. Kap. 2.5) eingesetzt werden. Diese Messung der Rutherford-Streuung zeigte, daß die über die Standardauswertung (s. " 2.3.1 Standardauswertung" auf Seite 15) bestimmten Transferquerschnitte nicht normiert werden mußten. Dagegen war bei den Daten der vorab gemessenen Winkelverteilungen bei 5.26 MeV/u und 5.56 MeV/u eine

Normierung mit dem Faktor 0.79 notwendig. Da im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ keine integralen Proben gemessen wurden, erfolgte diese Normierung der beiden Vorläuferexperimente auf die restlichen 13 Winkelverteilungen über den Fit der Transferwahrscheinlichkeiten im semiklassischen Modell nach Gl.3.4.

^{198}Au -Querschnitte wurden für alle Streuwinkel und alle Energien in Transferwahrscheinlichkeiten umgerechnet und als Funktion von d_0 aufgetragen. Das führt wegen der vielen Winkelverteilungen zu der riesigen Datenmenge von über 250 Meßpunkten und damit zu einem Problem der Darstellung. Deshalb werden die ^{198}Au -Daten in zwei sich teilweise überlappenden d_0 -Bereichen dargestellt, und ferner werden viele, zufällig ausgewählte Daten nicht in der Abbildung 13 auf Seite 45 mit eingezeichnet. Die in Abbildung 14 auf Seite 46 gezeigten Winkelverteilungen enthalten dagegen bei den angegebenen Energien alle Meßpunkte oberhalb $\Theta_{\text{CM}} = 50^\circ$. Unterhalb dieses Winkels wurden im allgemeinen nur noch Grenzwerte gemessen (siehe Kap.6). Da nicht alle Winkelverteilungen so detailliert gemessen wurden, werden hier nur Winkelverteilungen bei 8 Einschußenergien als eine repräsentative Auswahl gezeigt. Eine komplette Zusammenstellung aller gemessenen differentiellen Querschnitte sind in den Tabellen des Anhangs enthalten.

Gegenüber allen anderen bisher betrachteten Transferwahrscheinlichkeiten fällt nun auf, daß sie alle in beeindruckender Weise auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Offenbar treten bei dieser In-Transferreaktion keine Diskrepanzen auf außer bei den Daten, wo Absorption einsetzt. Im semiklassischen Modell wurde eine Gerade bis zu einem unteren Grenzwert für d_0 angepaßt. Durch Variation dieses unteren Grenzwerts wurde gefunden, daß die Daten noch bis $d_0 = 1.55 \text{ fm}$ durch eine Gerade beschrieben werden (Abbildung 13 auf Seite 45). Über mehr als 4 Größenordnungen folgen die In-Transferwahrscheinlichkeiten der semiklassischen Theorie. Für Abstände mit $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ beginnt ein langsames Abweichen von der Geraden. Die differentiellen Querschnitte in Abbildung 14 auf Seite 46, aufgetragen gegen die Streuwinkel der Projektilähnlichen, zeigen noch einmal die Übereinstimmung aller Daten mit $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$ mit der semiklassischen Theorie. Man erkennt auch die typische Entwicklung der Winkelverteilungen mit steigender Einschußenergie. Unterhalb der Barriere liegt das Maximum der Querschnitte bei 180° . Beim Annähern an die Barriere verschiebt sich dieses Maximum infolge einsetzender Absorption zu kleineren Streuwinkeln, die dann oberhalb der Barriere als echte "Grazing-Winkel" identifiziert werden.

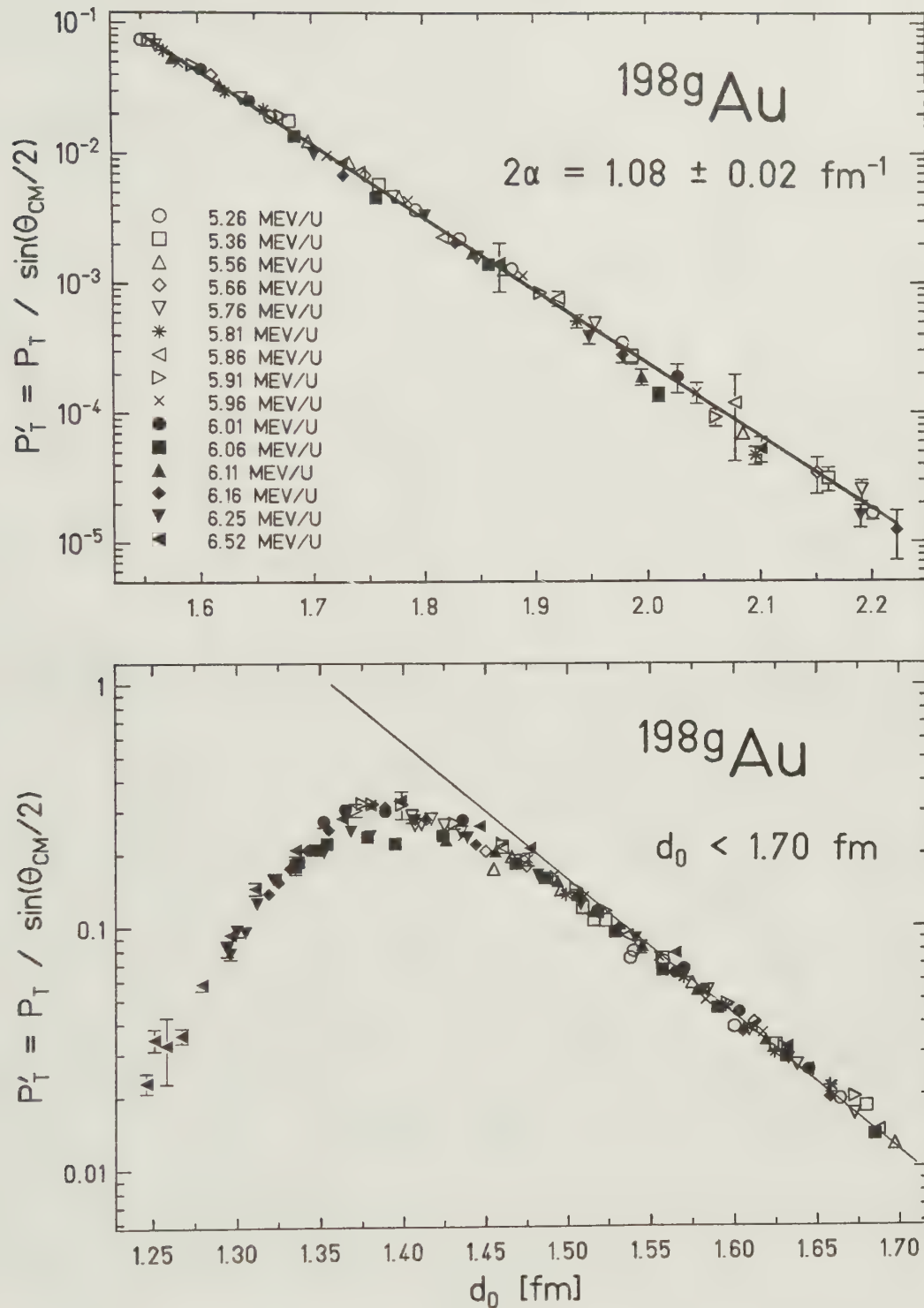


Abbildung 13. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
 Oberer Teil: Daten mit $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$
 Unterer Teil: Daten mit $d_0 < 1.70 \text{ fm}$
 In beiden Fällen handelt es sich um denselben Fit mit 2 freien Parametern im semiklassischen Modell.

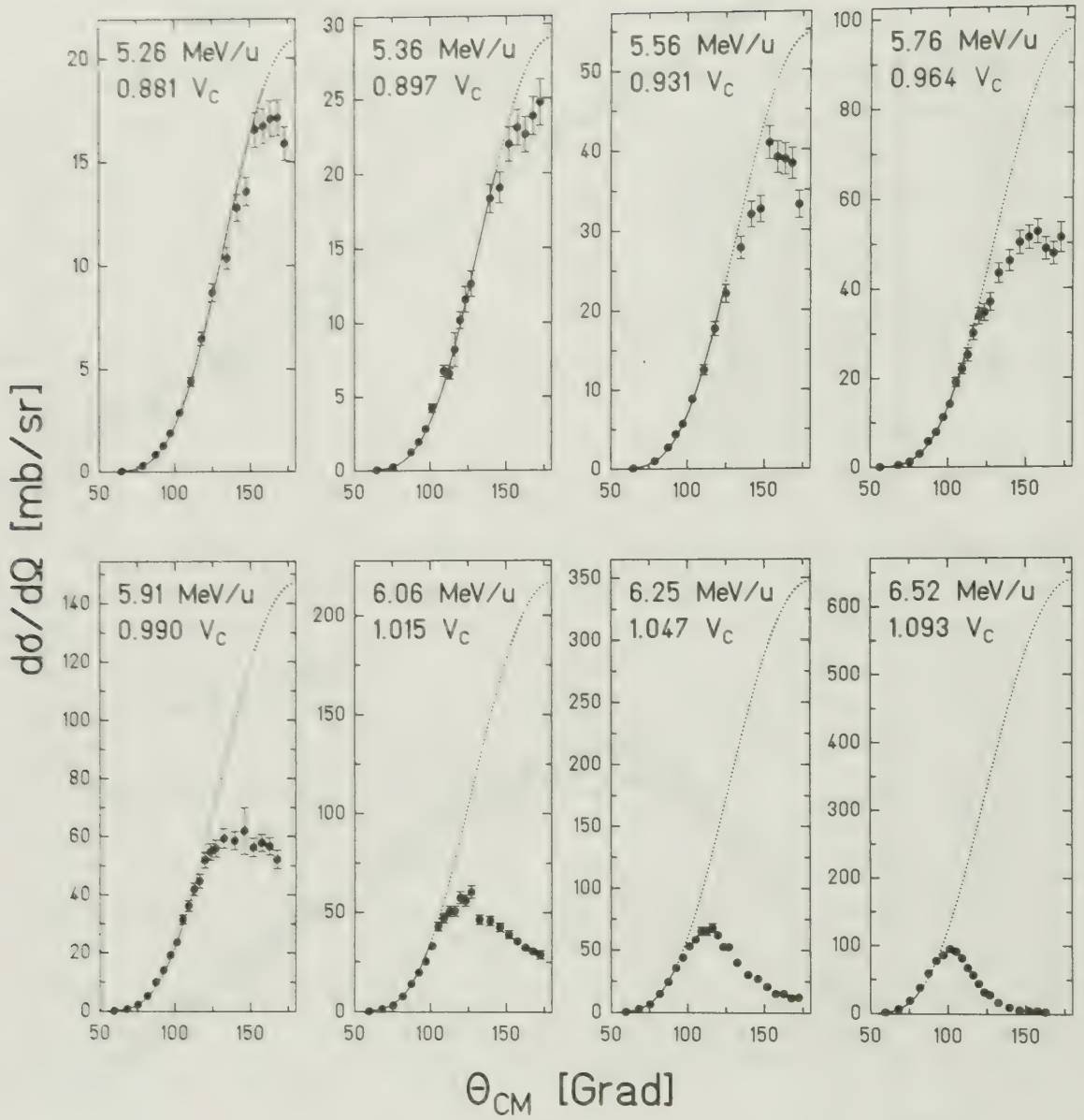


Abbildung 14. Winkelverteilungen für ^{198}gAu in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Kurven entsprechen dem Fit in Abbildung 13 auf Seite 45 und sind für Daten mit $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

Transferprodukt	$2\alpha_{\text{THEO}} [\text{fm}^{-1}]$	$2\alpha_{\text{EXP}} [\text{fm}^{-1}]$	$c_2 [\text{mb}]$
^{198g}Au	1.10	1.08 ± 0.02	$4.203 \pm 0.018 \times 10^7$
^{198m}Au	1.07	1.37 ± 0.02	$7.99 \pm 0.16 \times 10^8$
^{196g}Au	1.11	1.12 ± 0.01	$1.690 \pm 0.021 \times 10^7$
$^{196m2}\text{Au}$	1.09	1.45 ± 0.03	$1.49 \pm 0.44 \times 10^9$

Tabelle 9. Steigungsparameter 2α in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die theoretischen Steigungen sind für ^{198g}Au und ^{196g}Au aus den mittleren Grundzustandsbindungsenergien berechnet. In den theoretischen Steigungsparametern für die isomeren Zustände $^{196m2}\text{Au}$ und ^{198m}Au ist die Energiedifferenz zwischen dem isomeren 12^- -Zustand und dem Grundzustand berücksichtigt. C_2 ist der winkelunabhängige Faktor in Gl. 3.4.

Die Winkelverteilungen können im Bereich $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ nicht mehr mit der einfachen semiklassischen Näherung (Kap.3) beschrieben werden, weil in dieser Näherung die Absorption nicht berücksichtigt ist. Wie bereits in Kap.3 erwähnt, gelangt man auch durch die Einführung einer Absorptionswahrscheinlichkeit im semiklassischen Modell nicht zu einer Übereinstimmung mit den gemessenen Querschnitten. Dies könnte möglicherweise auf die Kanalkopplung an inelastische Anregungen und andere Transferkanäle wie z.B. dem 2n-Transfer als zusätzlichen Effekt zur Absorption zurückzuführen sein.

In der Darstellung der Transferwahrscheinlichkeiten in Abbildung 13 auf Seite 45 ist die bei den großen Abständen angepaßte semiklassische Theorie auch bei $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ eingezeichnet, wo diese Theorie nicht mehr gilt. Bei $d_0 < 1.36 \text{ fm}$ erreicht P_t' sogar Werte von über 100% (!). Bei so hohen Werten dürfen aber die P_t' -Werte nicht mehr als Wahrscheinlichkeiten interpretiert werden, sondern stellen nur noch die Fortsetzung des DWBA-Formfaktors dar [OER87]. Eine korrekte Beschreibung der gemessenen ^{198g}Au -Daten in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ auch für $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ ist deshalb nur mit Gekoppelten-Kanal-Rechnungen möglich. Für die Diskussion der Diskrepanzen bei den zentralen Stößen bei sehr niedrigen Energien ($d_0 > 1.55 \text{ fm}$) ist dieses Problem aber ohne Bedeutung, und man kann deshalb die semiklassische Beschreibung verwenden.

Auf eine bemerkenswerte Beobachtung bei den ^{198}Au -Messungen soll noch hingewiesen werden. In der Abbildung 13 auf Seite 45 ist bei $d_0 = 2.223 \text{ fm}$ noch ein Meßpunkt eingezeichnet.

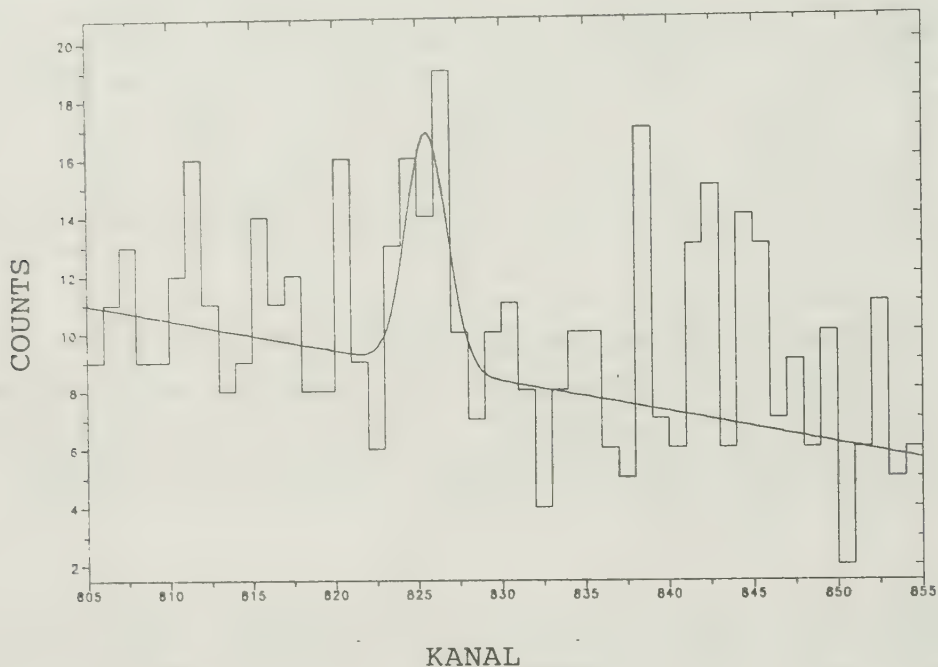


Abbildung 15. γ -Spektrum einer Probe aus einem $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Experiment im Rückwärtswinkelbereich

Winkelbereich $42.2^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 54.1^\circ$, $E_{\text{LAB}} = 6.16 \text{ MeV/u}$. Bei der gegebenen Kanal-Energie-Eichung muß die 411.8 keV - γ -Linie des ^{198}Au bei Kanal 826 auftreten, was hier auch beobachtet wird. Die Meßzeit betrug 5 Stunden, die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors 6.44% .

Dessen Bedeutung wird erst klarer, wenn man den zugehörigen Abstand der dichtesten Annäherung $R_{\text{MIN}} = 26.7 \text{ fm}$ mit dem Wechselwirkungsabstand $R_{\text{INT}} = 16.3 \text{ fm}$ vergleicht (s. Abbildung 16). ^{238}U -Kerne sind axialsymmetrische Hexadekupole, deren Radius mit einem Polarwinkel parametrisiert werden kann als $R(\theta) = R_0[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)]$ mit den Deformationsparametern $\beta_2 = 0.261$ und $\beta_4 = 0.087$ und dem Radiusparameter $R_0 = 6.8054 \text{ fm}$ [COO76]. Der ^{197}Au -Kern wird in erster Näherung sphärisch dargestellt. Man sieht, daß selbst bei der günstigsten Orientierung des ^{238}U -Kerns relativ zum ^{197}Au der Abstand der "Oberflächen" 11.7 fm beträgt.

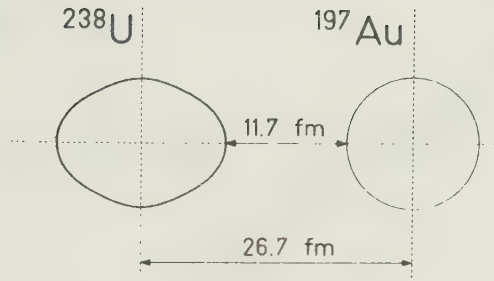


Abbildung 16. Geometrie beim In-Transfer über große Abstände

in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$. Aus den Angaben in Abbildung 15 berechnet man $d_0 = 2.223 \text{ fm}$, $R_{\text{MIN}} = 26.7 \text{ fm}$.

Über diesen riesigen Abstand wurde also noch der Transfer von Masse nachgewiesen, womit auch die hohe Empfindlichkeit der radiochemischen Methode demonstriert wird. Die Fermi-Verteilungen erreichen hier erst einen Überlapp, wenn die Dichten auf 10^{-4} der normalen Kern-dichte abgefallen sind. Die gemessene Transferwahrscheinlichkeit stimmt mit der semiklassischen Vorhersage überein. In dieser semiklassischen Theorie wird die Neutronenwellenfunktion außerhalb des Kerns als Hankelfunktion angenähert. Experimentell ist die obige Näherung offenbar auch bei $R_{\text{MIN}} = 26.7 \text{ fm}$ noch gültig und die Beobachtung von Massentransfer auch über noch größere Abstände nur eine Frage der Meßempfindlichkeit.

Für nicht allzu kleine Abstände ($d_0 < 1.55 \text{ fm}$) wurde also mit dem ^{198}gAu in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ der erste Fall gefunden, bei dem die Winkelverteilungen auch bei den zentralen Kollisionen im semiklassischen Modell richtig beschrieben werden. Untersucht man aber in der gleichen Reaktion den Transfer des Neutrons zum Uran hin, dann zeigen die Winkelverteilungen für ^{196}gAu wiederum die von den U + U- und Au + Au-Analysen her bekannten Diskrepanzen bei den zentralen Kollisionen. Die Transferwahrscheinlichkeiten für ^{196}gAu werden nur im Bereich der peripheren Kollisionen $\Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$ durch eine Gerade beschrieben (Abbildung 17 auf Seite 50).

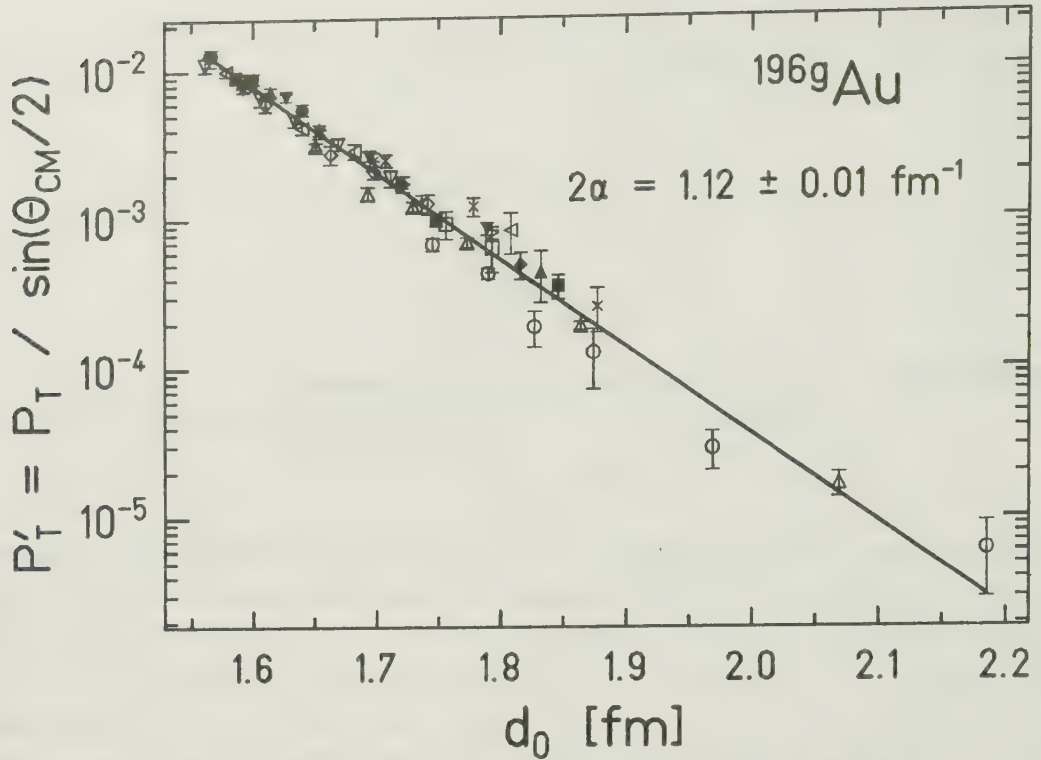


Abbildung 17. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{196g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Gerade ist ein Fit im semiklassischen Modell mit 2 freien Parametern. Es sind nur Meßpunkte eingezeichnet, die den Einschränkungen beim Fit, d.h. $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$ und $\Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$, genügen. Die verschiedenen Symbole stehen für die bereits in Abbildung 13 auf Seite 45 beschriebenen Energien.

Bei der Auftragung der In-Transferwahrscheinlichkeiten gegen d_0 zeigte sich, daß die 6.52 MeV/u-Daten systematisch oberhalb der restlichen Datenmenge, auch bei sehr peripheren Winkeln, lagen. Vermutlich tragen bei dieser hohen Energie gedämpfte Kollisionen zum Querschnitt bei. Gleiches trifft auch auf die später zu zeigenden Reaktionsprodukte $^{196m2}\text{Au}$ und ^{198m}Au zu. Die 6.52 MeV/u-Daten wurden deshalb in den Fits nicht berücksichtigt und sind auch nicht in den Darstellungen der In-Transferwahrscheinlichkeiten enthalten. Die ^{196g}Au -Winkelverteilungen zeigen eine deutliche Ähnlichkeit mit den Winkelverteilungen von In-Transferprodukten in den Reaktionen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$. Der Winkel $\Theta_{\text{CM}} = 110^\circ$, bis zu dem die Daten noch im Fit miteinbezogen sind, wurde wie in der $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -Analyse durch Variation dieses "Grenzwinkels" ermittelt.

Auch im U + Au-System konnten Anpassungen des semiklassischen Modells an die differentiellen Querschnitte der isomeren Zustände ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$, wiederum im Bereich $90^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$, durchgeführt werden (Abbildung 19 auf Seite 52). Die Steigungsparameter sind, wie in der Au + Au-Analyse, deutlich größer als die Steigungsparameter für die Transferprodukte ^{198g}Au und ^{196g}Au (Tabelle 9).

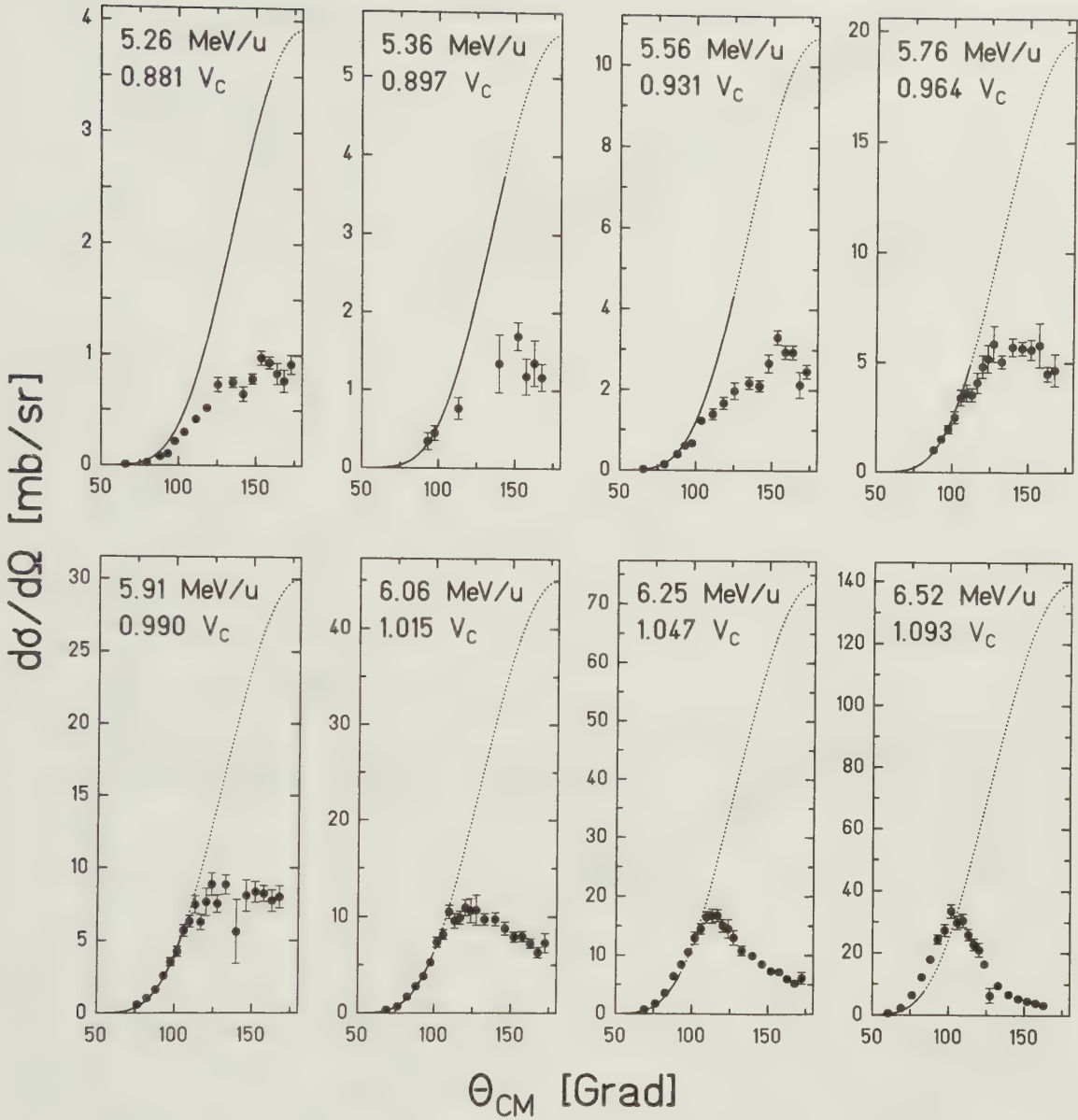


Abbildung 18. Winkelverteilungen für ^{196g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Kurven entsprechen dem Fit in Abbildung 17 und sind für Daten mit $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

Wie bereits bei der Diskussion der Ergebnisse für die Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ angesprochen, muß die Übereinstimmung bei den peripheren Stößen mit der semiklassischen Theorie als erstaunlich angesehen werden. Versuchsweise DWBA-Rechnungen für $^{120}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ zeigen aber, daß die Transferwahrscheinlichkeiten auch bei höherem Drehimpulstransfer noch exponentiell und auch mit größerer Steigung als bei einem Drehimpulstransfer von Null verlaufen. Das wäre mit den Beobachtungen in den Reaktionen $\text{Au} + \text{Au}$ und $\text{U} + \text{Au}$ kompatibel. Entsprechende Rechnungen für diese Systeme müßten diesen Effekt bestätigen. In der Abbildung 20 auf Seite 53 sind die

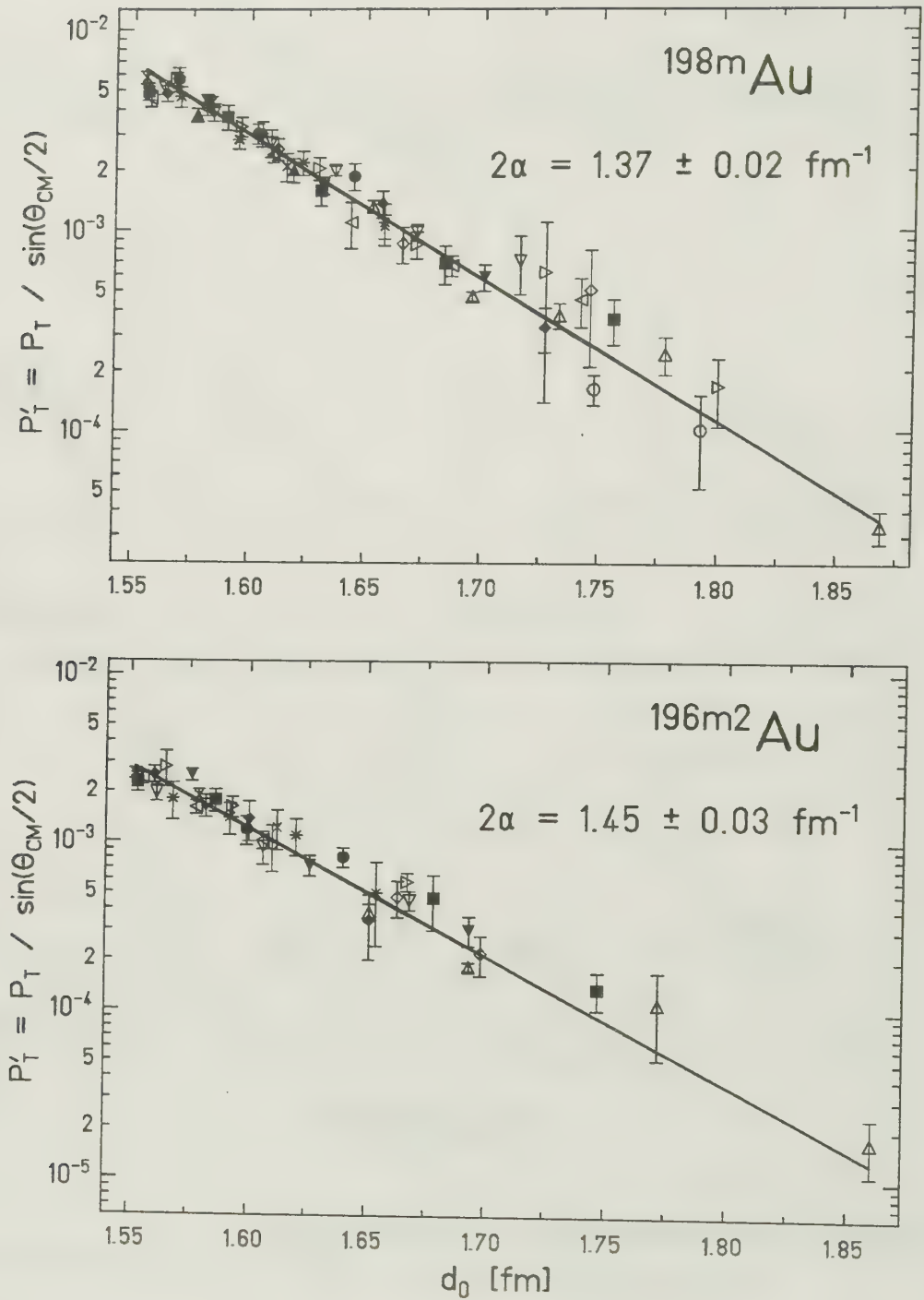


Abbildung 19. In-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Geraden sind Fits im semiklassischen Modell mit 2 freien Parametern. Es sind nur Meßpunkte eingezeichnet, die den Einschränkungen beim Fit, also $d_0 \geq 1.55 \text{ fm}$ und $\theta_{CM} \leq 110^\circ$, genügen. Die verschiedenen Symbole stehen für die bereits in Abbildung 13 auf Seite 45 beschriebenen Energien.

zugehörigen Winkelverteilungen der Zustände $^{196m2}\text{Au}$ und ^{198m}Au aufgetragen. Es werden nur die jeweils drei niedrigsten Energien gezeigt, da bei den restlichen Winkelverteilungen bei höheren Energien bereits die Absorption einsetzt und damit den eigentlich zu untersuchenden Effekt der nicht verstandenen Diskrepanzen überlagern.

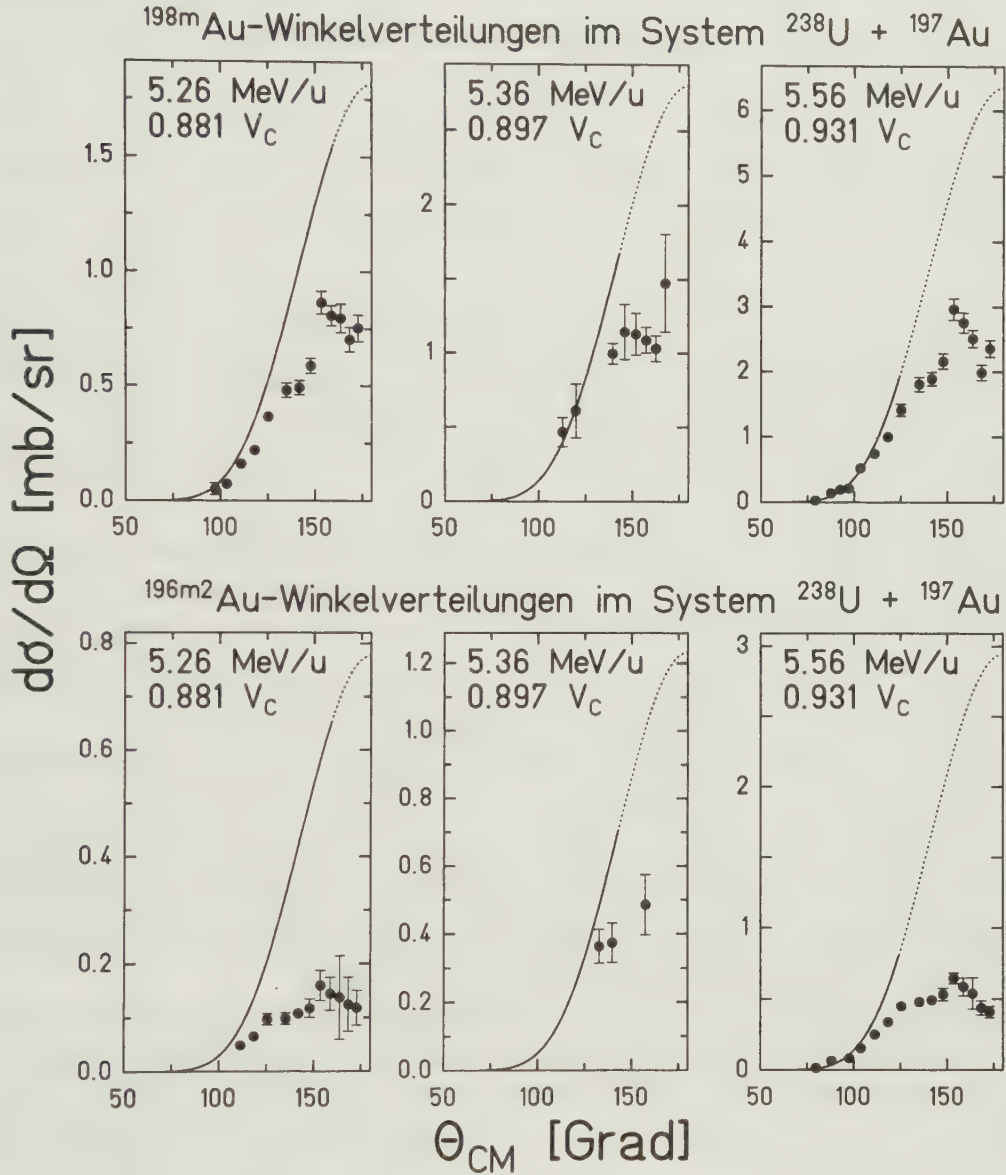


Abbildung 20. Winkelverteilungen für ^{198m}Au und $^{196m2}\text{Au}$ in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$. Die Kurven entsprechen den Fits in Abbildung 19 auf Seite 52, und sind für Daten mit $d_0 < 1.55$ fm gepunktet.

5.3 Diskussion der Diskrepanzen in den In-Transferwinkelverteilungen

In der Zusammenfassung der drei Systeme $U + U$, $Au + Au$ und $U + Au$ ergibt sich folgendes Bild: mit Ausnahme des ^{198}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ zeigen die Winkelverteilungen aller anderen gemessenen Transferprodukte in allen drei Systemen bei den zentralen Kollisionen ($\Theta_{\text{CM}} \geq 110^\circ$) große Abweichungen von der semiklassischen Theorie auch bei sehr niedrigen Energien. Aus vielen Gründen erklärt die Absorption in andere Reaktionskanäle (Kap.4.2), sowie die sequentielle Spaltung primär gebildeter In-Transferprodukte (Kap.7) diesen Effekt nicht. Eine Abhängigkeit des Effektes von der Deformation der Reaktionspartner wird experimentell nicht gefunden, weil auch in dem vergleichsweise wenig deformierten $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -System große Diskrepanzen auftreten. Auch ein Zusammenhang mit der Symmetrie im Eingangskanal über das Pauli-Blocking (Kap.4.2) wird experimentell durch die Resultate des $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Systems nicht bestätigt. Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß die unterschiedliche Coulombanregung der Reaktionspartner im einlaufenden Kanal das Bild der im zentralen Stoß total überlappenden Fermi-Kugeln aufweicht und so eine experimentelle Beobachtung des Pauli-Blockings erschwert.

Zur Klärung des Problems der Diskrepanzen in den Winkelverteilungen für den In-Transfer gab es in den letzten Jahren einige Ansätze von theoretischer Seite. Dazu gehörte die Erweiterung der semiklassischen Sub-Coulomb-Transfertheorie für Neutronen in der Weise, daß auch Deformations- und Orientierungsfreiheitsgrade in den klassischen dynamischen Bewegungsgleichungen berücksichtigt wurden [GUP88]. Die Rechnungen wurden für das System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei den gleichen Energien wie die Experimente durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Deformation besonders bei den zentralen Kollisionen eine Rolle spielt. Bei den niedrigeren Energien ($\sim 0.90 V_C$) liegt die Theoriekurve bei großen Winkeln in der Tat niedriger als im sphärischen Fall, aber es verbleiben immer noch recht große Differenzen zu den Daten. Bei den höheren Energien nahe der Barriere kehrt sich der Effekt der Deformation in der Theorie aber sogar um, so daß sich noch größere Diskrepanzen bei den zentralen Stößen ergeben.

Deformationen der Reaktionspartner haben zur Folge, daß man zum Vergleich mit dem Experiment über alle Relativorientierungen mitteln muß, um für einen gegebenen R_{MIN} die Transferwahrscheinlichkeit zu berechnen. Diese Mittelung wird verändert, wenn sich den zufälligen Einstellungen der Kerne relativ zueinander ein dynamisches Ausrichten aufgrund des starken Coulombfeldes überlagert. Dieses dynamische Ausrichten der Kerne wurde im Hinblick auf eine mögliche Erhöhung des Anteils von Kollisionen mit günstiger Relativorientierung zwecks Bildung eines langlebigen dinuklearen Systems untersucht [OBE85b,GUP87]. Am für den Transfer entscheidenden Abstand R_{MIN} ist der Effekt des Ausrichtens aber nicht sehr ausgeprägt und der Drehwinkel beträgt nur wenige Grad. Deshalb erwartet man aufgrund des geringen dynamischen Ausrichtens keine wesentlichen Effekte auf die Mittelung über alle Einstellungen [GUP87].

Der Einfluß der von einigen theoretischen Potentialrechnungen für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System vorhergesagten Potentialtaschen ("Pockets") im Wechselwirkungspotential und den damit verbundenen verlängerten Wechselwirkungszeiten wurde in einer schematischen Gekoppelten-Kanal-Rechnung

untersucht [RUS85]. Die Form der berechneten Winkelverteilung zeigt eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Experiment. Das kann aber sicher nicht als Erklärung für das Winkelverteilungsproblem und als Beweis für die Existenz von Pockets herangezogen werden, solange nicht einfachere Erklärungen für die Abweichungen bei den zentralen Kollisionen ausgeschlossen sind. So gelingt es in dem schematischen Modell auch mit einem einfachen punktförmigen Coulombpotential, durch Verwendung einer besonders großen Kopplungsstärke Winkelverteilungen für ^{239}U in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ zu berechnen, die dem Experiment bereits relativ nahe kommen [PIN87]. Realistische Rechnungen mit deformierten Kernen und Einbeziehen weiterer Kanäle wurden bisher wegen des zu hohen numerischen Aufwands nicht durchgeführt. Grundsätzlich sind aber diese Kanalkopplungen, die bei großen Streuwinkeln zu reduzierten Wirkungsquerschnitten im Vergleich mit der semiklassischen Theorie führen, zu berücksichtigen, wie dies auch bei der Betrachtung der ^{198}gAu -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei $d_0 < 1.55 \text{ fm}$ diskutiert wurde.

Von theoretischer Seite aus werden die Diskrepanzen bei den zentralen Kollisionen also bisher nicht befriedigend erklärt. Es wurde deshalb versucht, eine einfache Korrelation dieses Effektes mit einem Parameter in der Reaktion zu finden. Die Größe des Effektes wurde durch Integration der Differenzen zwischen semiklassischer und experimenteller Winkelverteilung im Bereich $110^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 180^\circ$ nur bei den sehr niedrigen Energien bestimmt. Es ist bekannt, daß der quasielastische Transfer stark vom Q-Wert, der aber nicht gemessen wurde, abhängt. Statt dessen wurden die Diskrepanzen versuchsweise gegen die Grundzustands-Q-Werte Q_{GG} in Abbildung 21 auf Seite 56 aufgetragen. Dies entspricht der Annahme der Bildung des Produktkerns im Grundzustand, d.h. ohne Kernanregung. Bei den isomeren 12^- -Zuständen $^{198\text{m}}\text{Au}$ und $^{196\text{m}2}\text{Au}$ wurden die jeweiligen Energiedifferenzen relativ zum 2^- -Grundzustand vom Q_{GG} -Wert subtrahiert, so daß die Abszisse letztlich eine effektive Q_{GG} -Skalierung darstellt. Die Ordinate ist das prozentuale Verhältnis des integrierten Differenzquerschnitts zwischen semiklassisch bei peripheren Kollisionen angepaßter Theorie und experimentellen Daten relativ zum integrierten Querschnitt der semiklassischen Theorie. Sinnvoll ist diese Auftragung nur für die Daten der niedrigsten Einschußenergien, da sonst die Absorption den eigentlich zu untersuchenden Effekt überlagert. Die Fehler der prozentualen, zur semiklassischen Theorie fehlenden Querschnitte wurden nicht eingezeichnet. Ihre Abschätzung ist aufwendig, weil die Qualität zweier Fits (Anpassung der semiklassischen Theorie an die Daten im Bereich $\Theta_{\text{CM}} \leq 110^\circ$ und Anpassen eines Polynoms an die Daten) eingeht. Die Genauigkeit der Angabe des relativen fehlenden Querschnitts sollte aber sicher besser als 20% sein und ist daher für die folgenden Betrachtungen ohne Bedeutung.

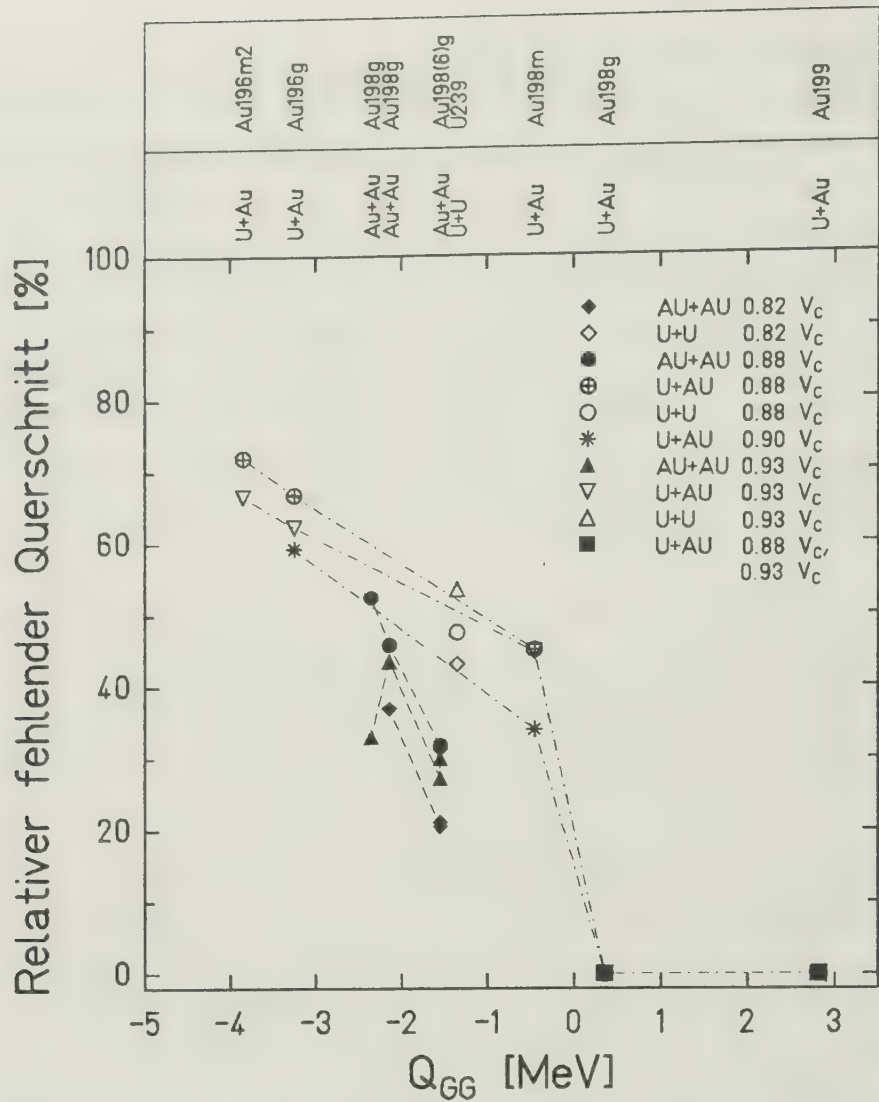


Abbildung 21. Relative Differenzen in den Winkelverteilungen

im Streuwinkelbereich 110° - 180° zwischen der bei 90° - 110° angepaßten semiklassischen Theorie und den experimentellen Daten. Für die isomeren 12^- -Zustände ist die Energiedifferenz relativ zu den 2^- -Grundzuständen von den Q_{GG} -Werten subtrahiert. Die Linien sollen nur die Punkte mit gleicher Einschußenergie und des gleichen Reaktionssystems verbinden.

Eine Abhängigkeit der Diskrepanzen von der Einschußenergie wird in dem Bereich der niedrigen Energien nicht festgestellt. Die Diskrepanzen sind offenbar bei $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ etwas geringer als in den beiden anderen Systemen. Es deutet sich die Tendenz an, daß die Diskrepanzen mit negativerem Q_{GG} -Wert größer werden. Auffällig ist aber, daß alleine das $1n$ -Transferprodukt ^{198g}Au in $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ einen positiven Q_{GG} -Wert hat und gleichzeitig keine Diskrepanzen in den Winkelverteilungen aufweist. Diese Korrelation wird unterstützt durch ein Ergebnis des in Abschnitt 5.4 noch zu behandelnden $2n$ -Transfers zum ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$, das ebenfalls eingezeichnet ist. Auch die Winkelverteilungen des ^{199}Au können über den gesamten Winkelbereich bis 180° semiklassisch beschrieben werden, solange $d_0 \geq 1.475$ fm ist.

Die optimalen Q -Werte für die In-Transferreaktionen in den drei Systemen $U + U$, $U + Au$ und $Au + Au$ liegen nahe bei 0 MeV. Bei $Q = Q_{OPT}$ sind die Transferquerschnitte am größten. Für die folgenden Überlegungen ist die Berücksichtigung der neben dem Transfer auch möglichen inelastischen Anregungen wie z. B. der Coulombanregung von Bedeutung. Bei Reaktionen mit positivem Q_{GG} steht diese Energie der inelastischen Anregung zur Verfügung, ohne daß dadurch unbedingt Energie aus der Relativbewegung entzogen werden muß. In Reaktionen mit bereits negativen Q_{GG} -Werten geht der Relativbewegung durch den Transfer aber auf jeden Fall Energie verloren, auch bereits ohne Coulombanregung. Diese fehlende Q -Wert-Anpassung aufgrund eines negativen Q_{GG} -Werts führt zwar zu einer Verringerung der Transferquerschnitte über den in Kap.3 angesprochenen Faktor $F(Q,L)$, zeigt aber keine nennenswerte Winkelabhängigkeit, wie sie zur Interpretation der Diskrepanzen notwendig ist. Der Einfluß geringer Änderungen der CM-Energie hat keinen großen Einfluß auf die Trajektorie, und R_{MIN} ändert sich nur wenig. Da dieses R_{MIN} aber exponentiell in die Transferwahrscheinlichkeit eingeht, hat auch ein kleines $\Delta R_{MIN} = R_{MIN}(Q=0) - R_{MIN}(Q < 0)$ aufgrund einer endlichen Anregungsenergie einen großen Einfluß auf die Transferwahrscheinlichkeit, wie am folgenden vereinfachten Beispiel verdeutlicht wird. Bei einer Einschußenergie von 5.36 MeV/u in der Reaktion $^{238}U + ^{197}Au$ beträgt die CM-Energie 577.7 MeV. Durch Coulombanregung von je 3.5 MeV für jeden der beiden Kerne soll der Relativbewegung 7 MeV entzogen werden, so daß der Abstand der dichtesten Annäherung bei gegebenem Streuwinkel durch eine CM-Energie von 570.7 MeV festgelegt sein soll. Berechnet man für beide CM-Energien den R_{MIN} im zentralen Stoß, dann ist ΔR_{MIN} nur 0.22 fm oder $\Delta R_{MIN}/R_{MIN}(Q=0) = 1.23\%$. Die mit den Parametern aus der Tabelle 9 daraus berechnete relative Änderung der Transferwahrscheinlichkeit ist aber 21.3 %. Um in diesem Bild quantitative Aussagen über die Diskrepanzen in den Winkelverteilungen machen zu können, muß man im Prinzip wissen, wie groß die Anregung der Kerne am R_{MIN} , wo der Transfer stattfindet, tatsächlich ist. Theoretische Rechnungen der Coulombanregung integrieren aber die Anregungen über die gesamte Trajektorie [OBE77]. Weiterhin muß die Coulombanregung im Bereich zentraler Stöße stärker sein als für periphere Stöße, was für mittlere Anregungsenergien auch gilt. Alle diese genaueren Betrachtungen führen aber nur zu kleineren Korrekturen für die Winkelverteilungen als den oben angegebenen 21.3%, so daß dieser Wert als obere Grenze angesehen werden kann.

Die zuletzt gemachten Betrachtungen legen eine Einteilung des In-Transferquerschnitts in eine mehr quasielastische und eine mehr inelastische Komponente nahe. Das ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}U + ^{197}Au$ mit seinen niedrigliegenden angeregten Zuständen verhält sich wie ein quasielastisches Reaktionsprodukt, und Prozesse wie die Coulombanregung bei kleinen Anregungen entnehmen keine oder nur wenig Energie aus der Relativbewegung. Die Winkelverteilung wird für alle Streuwinkel semiklassisch beschrieben. Zum Transfer simultane, stärkere Anregungen führen auch bei leicht positiven Q_{GG} -Werten zur Verringerung der CM-Energie. Beim ^{198}Au -Kern werden die hohen Anregungen aber durch den isomeren Zustand ^{198m}Au aufgefangen, dessen Winkelverteilung folglich Diskrepanzen aufweist. Solche inelastischen Beiträge sind also aus dem Querschnitt des ^{198g}Au "herausgefiltert". Beim ^{196g}Au macht sich diese "Filterwirkung" nicht bemerkbar, weil hier bereits der Q_{GG} -Wert deutlich negativ ist, so daß auch für den Grundzustand Diskrepanzen bei zentralen Stößen auftreten. Gleiches gilt für den In-Transfer im System $^{197}Au + ^{197}Au$, wo alle In-Transferreaktionen negative Q_{GG} -Werte haben. Das ^{239}U in der Reaktion $^{238}U + ^{238}U$ hat zwar einen nur leicht negativen Q_{GG} -Wert von -0.34 MeV und könnte von daher

ein ähnliches Verhalten wie das ^{198}gAu in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ zeigen. Dieses Transferprodukt hat jedoch keinen "Filter" wie die Goldisotope, und es werden auch alle stark inelastischen Transferbeiträge im ^{239}U -Grundzustand akkumuliert. Soweit wäre die Beschreibung aller gemessenen Winkelverteilungen in den drei Systemen bezüglich der Diskrepanzen in den zentralen Kollisionen konsistent.

Für eine quantitativere Behandlung wären detaillierte Trajektorienrechnungen mit realistischen Anregungsenergien erforderlich. Wenn obige Interpretation zutrifft, dann ist die verwendete radiochemische Meßmethode wenig geeignet zur Untersuchung solcher Effekte in den Winkelverteilungen, weil hierbei eine integrale Messung über sehr viele Zustände erfolgt. Es ist aber zu berücksichtigen, daß der oben abgeschätzte 20%-Effekt für die Transferwahrscheinlichkeit im Vergleich mit dem Experiment immer noch viel zu klein ist. Diese Interpretation kann also, wenn sie überhaupt realistisch ist, nicht die einzige Ursache für die Diskrepanzen sein. Möglicherweise werden diese Diskrepanzen aber durch eine realistische Berücksichtigung von Kanalkopplungen, wie sich das in der bereits erwähnten Arbeit von Pinkston et al. andeutet [PIN87], erklärt.

Es ist auffällig, daß der Steigungsparameter 2α aus der Anregungsfunktion von ^{239}U in der Reaktion $\text{U} + \text{U}$ sehr gut mit der Steigung 2α aus den Winkelverteilungen übereinstimmt, obwohl bei letzteren die semiklassische Analyse nur bei den peripheren Kollisionen möglich ist. Diese Aussage trifft auch für ^{198}gAu und ^{196}gAu in dem System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ zu ($2\alpha = 1.17(7)$ bzw. $1.09(7)$ fm^{-1} aus den Anregungsfunktionen für die Normierung der Winkelverteilungen). Das läßt sich im semiklassischen Modell unter Verwendung von Gl. 3.7 leicht unter der folgenden Annahme verstehen: bei allen Energien wird ein konstanter Anteil am Querschnitt "weggenommen", aus welchen Gründen auch immer. Dann resultiert, egal wie groß dieser Anteil ist, immer dieselbe Steigung 2α . Die Abbildung 21 auf Seite 56 unterstützt die gemachte Annahme, denn der relative, fehlende Querschnitt in den Winkelverteilungen ist offenbar unabhängig von der Einschubenergie, zumindest in diesem begrenzten Energieintervall.

5.4 Der 2n-Transfer in den Systemen $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Die Untersuchung der 2n-Transferwinkelverteilungen in den Reaktionen $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ war eigentlich nicht Zielsetzung dieser Arbeit. Jedoch konnte in vielen Meßproben das 2n-Transferprodukt ^{199}Au in den beiden genannten Systemen nachgewiesen werden, insbesondere in den Winkelbereichen mit zentralen Kollisionen und deswegen hohen Querschnitten. Die Daten für ^{199}Au in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ deuten an, daß hier vermutlich die gleichen Diskrepanzen bei den zentralen Stößen wie beim 1n-Transfer auftreten. Für eine zuverlässige Aussage zu diesem Thema stehen aber bei den peripheren Winkeln zu wenige und zu ungenaue Daten zur Verfügung.

Semiklassisch erwartet man für den 2n-Transfer, daß $P_{2n} \simeq (P_{1n})^2$ ist, wobei zur besseren Unterscheidung vom 2n-Transfer hier und auch später noch die 1n-Transferwahrscheinlichkeit P_t' auch mit P_{1n} bezeichnet wird. Daraus folgt für die Steigungen $2\alpha_{2n} \simeq 2 \times 2\alpha_{1n}$. Eine Analyse der ^{199}Au -Daten in $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ konnte ganz analog der ^{198g}Au -Analyse in der gleichen Reaktion durchgeführt werden. Eine Gerade mit zwei freien Parametern konnte angepaßt werden bis zu einem d_0 -Wert von 1.475 fm (s. Abbildung 22 auf Seite 60), also noch bis zu einem kleineren Abstand als beim 1n-Transferprodukt ^{198g}Au (1.55 fm). Das ist möglicherweise ein Effekt der Kanalkopplung, die sich bei hohen Transferwahrscheinlichkeiten bemerkbar macht. Der 2n-Transfer erreicht hohe Wahrscheinlichkeiten erst bei kleineren Abständen im Vergleich zum 1n-Transfer.

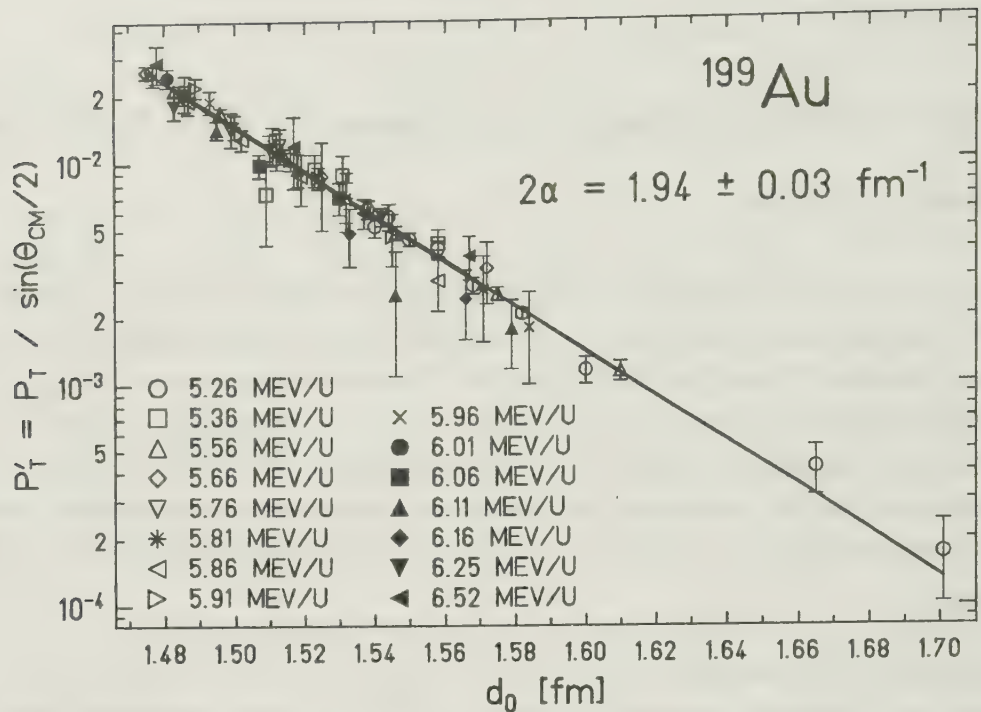


Abbildung 22. 2n-Transferwahrscheinlichkeiten für ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$. Die Gerade ist ein Fit im semiklassischen Modell mit 2 freien Parametern. Es sind nur Meßpunkte mit $d_0 \geq 1.475 \text{ fm}$ eingezeichnet.

Beim ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ werden, wie schon beim ^{198}gAu , die Querschnitte bei allen Winkeln semiklassisch beschrieben bis $d_0 = 1.475 \text{ fm}$. Das stimmt mit der Argumentation bezüglich der Korrelation von "fehlenden Querschnitten" in zentralen Kollisionen und Q_{GG} überein, denn für ^{199}Au ist dieser positiv.

In der Beziehung $P_{2n} \simeq (P_{1n})^2$ sind im Prinzip noch Korrekturfaktoren $F(Q)$ enthalten (s. Kap.3), die jedoch schon wegen der nicht gemessenen Q -Werte hier nicht bestimmt werden können. Folglich ist ein Vergleich der absoluten Höhen der Transferwahrscheinlichkeiten P_{2n} und $(P_{1n})^2$ nicht möglich, und eine Diskussion über eine Verstärkung des Paartransfers [OER87] erübrigt sich daher. In den $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Daten wurde gefunden, daß die 2n-Transferwahrscheinlichkeiten ohne $F(Q)$ -Korrektur für die unterschiedliche Q -Wertanpassung kleiner sind als die Quadrate der 1n-Transferwahrscheinlichkeiten. Das dürfte genau auf die schlechtere Q -Wert-Anpassung des 2n-Transfers ($Q_{\text{GG}} = +2.82 \text{ MeV}$) im Vergleich zum 1n-Transfer ($Q_{\text{GG}} = +0.36 \text{ MeV}$) zurückzuführen sein, weil letzterer näher beim optimalen Q -Wert von etwa 0 MeV liegt.

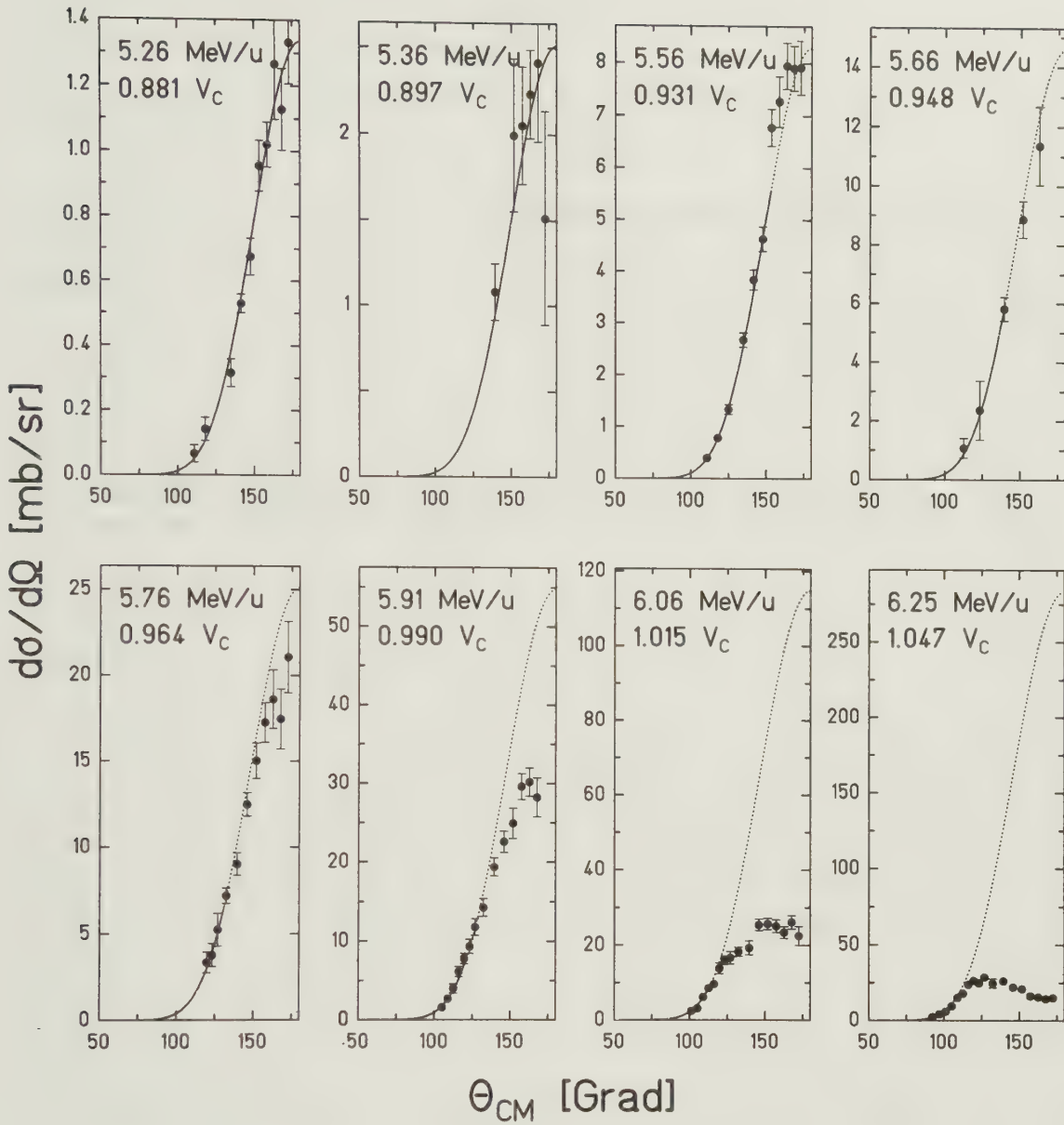


Abbildung 23. Winkelverteilungen für ^{199}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Kurven entsprechen dem Fit in Abbildung 22, und sind für Daten mit $d_0 < 1.475$ fm gepunktet.

Interessant ist ein Vergleich der Steigungen 2α für den 1n- und den 2n-Transfer. In einer Reihe von Veröffentlichungen (für einen begrenzten Überblick siehe [REH88]) wurden sehr unterschiedliche Ergebnisse gefunden. Zum Teil entsprechen die Steigungen der Erwartung, daß der 2n-Transfer doppelt so steil wie der 1n-Transfer ist. Viele Reaktionssysteme zeigen aber mehr oder weniger große Abweichungen von der Erwartung bis hin zu gleichen Steigungen für den 1n- und den 2n-Transfer. Diese Beobachtungen sind bekannt unter dem Begriff "Slope Anomaly". In dieser Arbeit wurde für den 2n-Transfer in $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ eine Steigung $2\alpha_{2n} = 1.94 \pm 0.03 \text{ fm}^{-1}$ bestimmt. Das liegt leicht, aber außerhalb des Fehlerbereichs, unterhalb der doppelten Steigung des 1n-Transfers von $2.16 \pm 0.04 \text{ fm}^{-1}$. Der Grund für die offenbar auch hier beobachtete "Slope Anomaly" ist bisher nicht klar. Einerseits wurde argumentiert, daß der 2n-Transfer über höher angeregte Zustände verläuft, so daß sich die effektiven Bindungsenergien ändern [HIM83]. Andererseits wurde beobachtet, daß die Steigung des 2n-Transfers stark vom Drehimpuls der populierten Endzustände abhängt. Je größer diese Drehimpulse sind, desto mehr stimmen die Steigungen mit der Erwartung überein [JUU87]. Da mit der radiochemischen Methode Informationen über Anregungsenergien und Drehimpulsverteilungen beim Transfer nicht gemessen werden, erübrigt sich eine Diskussion der Steigung der 2n-Transferwahrscheinlichkeiten im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$.

6 Suche nach Abweichungen von Rutherford-Trajektorien

6.1 Pockets im Schwerionenpotential

Wie bereits in der Einleitung angesprochen, wurden die rätselhaften schmalen Linien in den Positronenspektren bei Schwerionenkollisionen dicht unterhalb der Coulombbarriere zeitweise interpretiert als experimentelles Signal für den "Zerfall des neutralen Vakuums". Dazu müßten die kollidierenden Schwerionen einen dinuklearen Komplex mit einer Lebensdauer im Bereich $10^{-19} - 10^{-20}$ s bilden, um die für die spontane Positronenerzeugung notwendige hohe vereinigte Kernladung hinreichend lange zusammen zu halten. Solche Lebensdauern sind immerhin um mehr als eine Größenordnung länger als die Kollisionszeiten bei Rutherford-Trajektorien. Auch wenn diese Interpretation inzwischen experimentell ausgeschlossen ist, hat doch die Idee langlebiger Riesenkernmoleküle zu Untersuchungen des Schwerionenpotentials geführt. Pockets im Potential könnten zu verlängerten Kontaktzeiten führen. Wegen der hohen Kernladungen sollte das Wechselwirkungspotential zwischen zwei sehr schweren Ionen durch das Coulombpotential dominiert sein. Andererseits erwartet man, daß das Potential auch von der Relativorientierung der kollidierenden deformierten Kerne abhängt. Eine Übersicht über die theoretischen Untersuchungen der Abhängigkeit des Potentials von solchen Deformations- und Orientierungsfreiheitsgraden ist enthalten in [OBE87]. In der Tat wurden von einigen Theoretikern unter Verwendung phänomenologischer Potentiale Pockets vorhergesagt. Diese Arbeiten umfassen Rechnungen mit dem "Proximity Potential" [SEI84], mit der "Double Folding"-Methode [RHO83], oder auch dem "Energy Density"-Formalismus [ISM86]. Die genannten Arbeiten lieferten widersprüchliche Angaben über die energetischen Lagen und auch Tiefen der Pockets. In anderen Arbeiten, so auch in einer neueren mikroskopischen Rechnung [OBE87,KAT89] wurden dagegen keine Pockets gefunden. Neben der statischen Deformation könnten aber auch noch andere Effekte wie zum Beispiel dynamisch induzierte Formänderungen zu attraktiven Beiträgen im Potential führen. Auch die starke Lokalisierung einzelner starker Reaktionskanäle im Relativabstand könnte eine Rückwirkung auf das Potential haben [BER86]. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Frage nach der Existenz von Pockets im Schwerionenpotential von theoretischer Seite aus nicht geklärt ist.

Falls es überhaupt durch solche "quasielastische Pockets" [OBE87] verlängerte Wechselwirkungszeiten gibt, kann man diese nur für sehr wenige Konfigurationen hinsichtlich Stoßparameter, Relativgeschwindigkeit und Relativorientierung erwarten. Im Experiment werden aber unpolarisierte Strahlen und Targets verwendet, und die Wirkungsquerschnitte stellen Mittelungen über diese Größen dar. Eine kleine Fraktion von Kollisionen mit Signaturen der obengenannten Effekte könnte deshalb leicht verdeckt werden. Zur Suche nach langlebigen dinuklearen Komplexen oder allgemeiner zur Suche nach Abweichungen von Rutherford-Trajektorien braucht man daher eine sehr empfindliche Meßmethode.

Der Einfluß des dynamischen Ausrichtens deformierter Stoßpartner wurde sowohl in klassisch dynamischen Rechnungen [GUP87], als auch in quantenmechanischen Rechnungen [OBE85b] untersucht. Trotz etwas unterschiedlicher numerischer Ergebnisse wurde in beiden Arbeiten festgestellt, daß die Fraktion günstiger Kollisionen für Kernmolekülbildung durch das dynamische Ausrichten nicht wesentlich vergrößert wird. An dieser Aussage ändert auch die Miteinbeziehung einer geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft in die klassisch dynamischen Bewegungsgleichungen, die den Anteil geeigneter Kollisionen um etwa 20% vergrößert [GUP89] nicht viel.

Es gibt Experimente, in denen Kontaktzeiten modellunabhängig direkt gemessen werden. Hierzu dienen bei Schwerionenkollisionen aufgenommene δ -Elektronen- [KRÄ88], Positronen- [KRI86] oder auch Röntgenspektren [STO84]. Daraus erhält man die Trajektorien $R(t)$ im wesentlichen durch Fouriertransformation der Übergangsamplitude, deren Quadrat die gemessene Produktionswahrscheinlichkeit der genannten Strahlungen ist. Bei Energien deutlich oberhalb der Barriere werden in dissipativen Stößen (Selektion über den Q-Wert) durchaus Kontaktzeiten im Bereich von $\simeq 10^{-21}$ s gemessen. Bei dem hohen Untergrund normaler elastischer und quasielastischer Kollisionen ist es aber praktisch nicht möglich, wegen der erwähnten Mittelungen eine kleine Fraktion deutlich verzögerter Kollisionen an oder unterhalb der Barriere nachzuweisen.

6.2 Experimentelle Voraussetzungen für die Messung

Kernreaktionen sollten durch Strukturen im Potential beeinflußt werden, und könnten daher als experimentelle Sonde für Pockets dienen. In leichten Reaktionssystemen wurde beobachtet, daß bei tief-inelastischen Prozessen mit langen Kontaktzeiten Fluktuationen in der Anregungsfunktion auftraten [ROS85].

In Kapitel 5 wurde festgestellt, daß das 1n-Transferprodukt ^{198}Au in der Reaktion $\text{U} + \text{Au}$ bis zu kleinen Kernabständen $d_0 = 1.55 \text{ fm}$ über 4 Größenordnungen durch eine einfache semiklassische Theorie beschrieben wird, die auf Rutherford-Trajektorien beruht. Auch die hohen Querschnitte machen dieses Transferprodukt zu einer geeigneten experimentellen Sonde. Die Abbildung 24 auf Seite 65 soll das Nachweisprinzip und die besondere Sensitivität verdeutlichen.

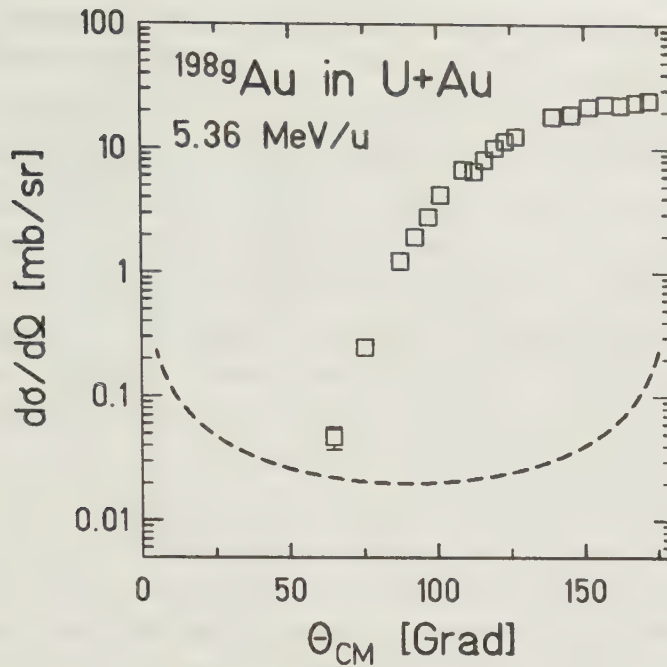


Abbildung 24. ^{198g}Au -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei 5.36 MeV/u

Die Daten dieser logarithmischen Darstellung sind dieselben wie in Abbildung 14 auf Seite 46. Die gestrichelte Linie ist eine auf willkürlicher Absolutskala eingezeichnete $1/\sin\Theta_{\text{CM}}$ -Verteilung.

In dieser bereits in Kap.5 gezeigten Winkelverteilung des ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei 5.36 MeV/u beobachtet man bei $\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ$, d.h. bei den zentralen Stößen, einen hohen differentiellen Querschnitt. Eine kleine Fraktion von In-Transferprodukten, die von Rutherford-Trajektorien abweichen, wird man hier nicht wahrnehmen können. Dagegen fallen die Querschnitte bei den peripheren Stößen rasch ab, wie die logarithmische Auftragung zeigt. Bei den extrem peripheren Kollisionen kann man deshalb sehr empfindlich messen, weil hier der Beitrag der "normalen Komponente" praktisch Null wird. Der sensitive Bereich, in dem ^{198g}Au als Sonde für verlängerte Kontaktzeiten dienen kann, ist daher der extreme Rückwärtswinkelbereich. Der Extremfall der isotropen Winkelverteilung eines spaltenden langlebigen Kernmoleküls ist ebenfalls in Abbildung 24 als gestrichelte Linie schematisch angedeutet und soll die Empfindlichkeit in diesem Rückwärtswinkelbereich demonstrieren. Hier liegen die Wirkungsquerschnitte der "normalen Komponente" unter der Nachweisgrenze im γ -Spektrum. Ein positiver Nachweis targetähnlicher In-Transferprodukte in diesem Bereich wäre ein deutlicher Hinweis auf Abweichungen von Rutherford-Trajektorien. An dieser Stelle wird auch der Vorteil des $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Systems für diese Messungen deutlich, denn im $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System sind die Winkelverteilungen symmetrisch um $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$. Die Querschnitte sinken bei den extremen Rückwärtswinkeln nicht auf Null ab, und eine kleine Kontamination von Nicht-Rutherford-Trajektorien wäre nicht nachweisbar.

Zwei Ergebnisse der bereits mehrfach erwähnten theoretischen Potentialrechnungen sind wichtig für die Durchführung des Experiments. Einerseits sind die berechneten Pockets nur wenige MeV tief,

und andererseits ist die energetische Lage der hypothetischen Pockets theoretisch nicht klar. Zum Auffinden von Resonanzstreuung muß die Einschußenergie daher die Lage eines Pockets aber sehr genau treffen. Folglich muß man einen gewissen Bereich um die Coulombbarriere in sehr kleinen Schritten abtasten. Eine experimentelle Beschränkung hilft nun, den Meßaufwand zu reduzieren. Da die Uran-Projektile in den verwendeten $360\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Goldtargets einen Energieverlust von 0.08 MeV/u haben, integriert man folglich bei einer Bestrahlung über einen Energiebereich von 0.08 MeV/u Breite. Wesentlich ist, daß der Untergrund dadurch nicht erhöht wird. Die angegebene Targetdicke bedingt zum einen noch eine hinreichende Energieschärfe, zum anderen noch eine hinreichende Anzahl von für die Wechselwirkung zur Verfügung stehenden Targetatomen. Aus diesen Überlegungen heraus wurde ein Bereich von 5.7 MeV/u bis 6.3 MeV/u um die Barriere ($V_C = 5.97\text{ MeV/u}$) in Schritten von 0.05 MeV/u , bei einem Energieverlust von 0.08 MeV/u also überlappend, abgetastet. Zusätzliche Meßpunkte bei extremen Rückwärtswinkeln wurden in den Winkelverteilungen bei 5.4 und 6.56 MeV/u gemacht. Einen Überblick über alle 13 derart gemessene Winkelverteilungen für das ^{198}Au im System $\text{U} + \text{Au}$ findet man in der Tabelle 10 zusammen mit den gemessenen Grenzwerten. Für eventuell notwendig werdende Normierungen wurden bei diesen 13 Energien nicht nur die extremen Rückwärtswinkel gemessen, sondern auch Proben mit hohen Querschnitten targetähnlicher Reaktionsprodukte. Dies soll noch einmal die sehr hohe Anzahl von Datenpunkten erklären, die in den Abbildungen der Transferwahrscheinlichkeiten des Systems $\text{U} + \text{Au}$ im Kapitel 5 zu sehen waren.

6.3 Ergebnis und Diskussion

In der Tabelle 10 sind die Grenzwerte für die Beobachtung targetähnlicher In-Transferprodukte (^{198}Au) bei extremen Rückwärtswinkeln σ_{AU198G} angegeben. Abbildung 25 auf Seite 68 zeigt, daß die gemessenen Grenzwerte für die In-Transferwahrscheinlichkeiten auf oder oberhalb der semiklassischen Extrapolation liegen. Es handelt sich bei dieser Abbildung um die gleichen Daten wie in Abbildung 13 auf Seite 45, jedoch hier erweitert um die Grenzwerte. Alle anderen, positiv nachgewiesenen Daten, liegen bis $d_0 = 1.55\text{ fm}$ auf der semiklassischen Geraden wie in Kap.5 geschildert.

E_{LAB} [MeV/u]	überdeckter Energiebe- reich [MeV/u]	CM-Winkelbereich [Grad]	σ_{AU198G} [μb]	σ_{LIM} [μb]
5.36	5.40 - 5.32	5.6 - 54.1	4.5	61
5.66	5.70 - 7.62	5.6 - 54.1	5.9	83
5.76	5.80 - 5.72	5.6 - 42.2	4.1	90
5.81	5.85 - 5.77	5.6 - 54.1	15.2	210
5.86	5.90 - 5.82	5.6 - 42.2	2.3	50
"	"	42.2 - 54.1	14.3	535
5.91	5.95 - 5.87	5.6 - 42.2	2.9	65
"	"	42.2 - 54.1	21.9	815
5.96	6.00 - 5.92	5.6 - 42.2	2.2	47
"	"	42.2 - 54.1	8.9	330
6.01	6.05 - 5.97	5.6 - 42.2	4.0	90
"	"	42.2 - 54.1	33.6	1250
6.06	6.10 - 6.02	5.6 - 42.2	3.3	72
"	"	42.2 - 54.1	10.0	370
6.11	6.15 - 6.07	5.6 - 42.2	2.9	65
"	"	42.2 - 54.1	23.2	860
6.16	6.20 - 6.12	5.6 - 42.2	2.4	54
6.25	6.30 - 6.22	5.6 - 42.2	4.0	90
6.52	6.56 - 6.48	5.6 - 27.4	3.5	187
"	"	27.4 - 42.2	37.7	1465

Tabelle 10. Grenzquerschnitte für $^{198\text{g}}\text{Au}$ bei extremen Rückwärtswinkeln

σ_{AU198G} ist der über den Winkelbereich integrierte Grenzquerschnitt für $^{198\text{g}}\text{Au}$.
 σ_{LIM} ist der von 0° - 180° integrierte Grenzquerschnitt für für langlebige Kollisionen (siehe Text). Es ist wie in der Abbildung 24 auf Seite 65 gegen den Streuwinkelbereich des Projektilähnlichen aufgetragen.

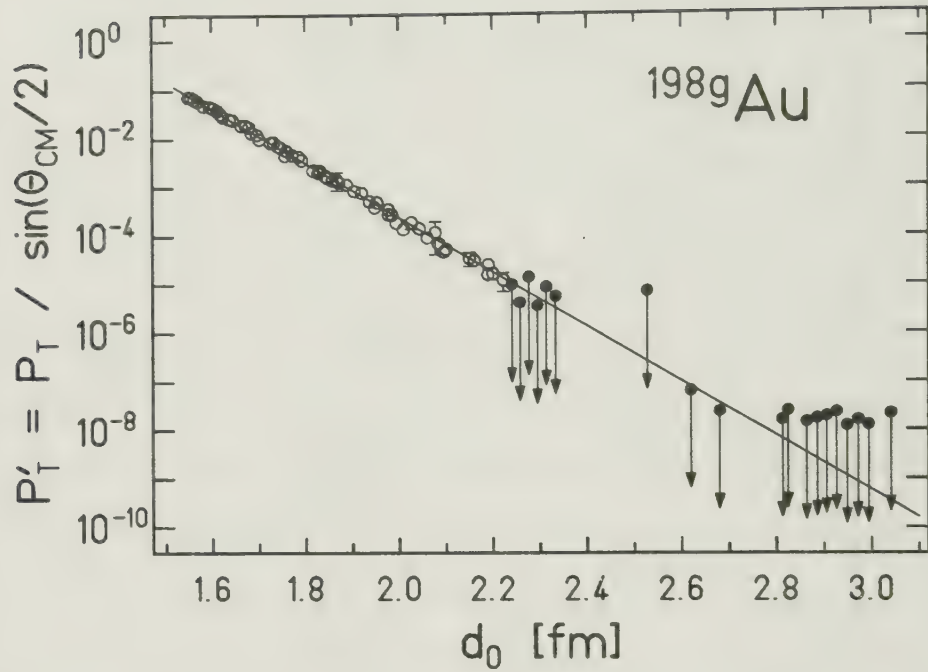


Abbildung 25. Transferwahrscheinlichkeiten für ^{198g}Au in U + Au-Kollisionen mit Grenzwerten

Bis auf die Grenzwerte sind die Daten und die Fit-Gerade dieselben wie in Abbildung 13 auf Seite 45. Der Grenzwert aus der letzten Zeile in Tabelle 10 gehört zu $d_0 = 3.61$ fm und ist aus Gründen der Darstellung hier nicht eingezeichnet.

Das Ergebnis dieser detaillierten Winkelverteilungsmessungen bei U + Au-Kollisionen ist daher: es wurden keine Abweichungen von Rutherford-Trajektorien gefunden. Daß eine Gruppe von Grenzwerten relativ zu den anderen Grenzwerten etwas höher liegt, erklärt sich durch kürzere Meßzeiten aufgrund beschränkter Meßkapazität.

Genaugenommen lautet bis hierher das Ergebnis lediglich, daß keine Abweichungen von Rutherford-Trajektorien bei den targetähnlichen 1n-Transferprodukten gefunden wurden. Um Aussagen über die Grenzwerte langlebiger dinuklearer Systeme zu machen, werden zwei recht grobe Annahmen gemacht:

- die 1n-Transferwahrscheinlichkeit soll bei so langen Lebensdauern mindestens so groß sein wie bei Rutherford-Trajektorien in zentralen Stößen, d.h. $> 35\%$.
- Die Winkelverteilung der wieder auseinanderlaufenden Kerne soll isotrop sein, d.h. $d\sigma/d\Omega$ soll in diesem Fall konstant sein. Da die Winkelverteilung symmetrisch um 90° ist, führt eine mögliche Anisotropie nur zu mehr Querschnitt bei 0° und 180° , d.h. den extremen Rückwärts- und Vorwärtswinkeln. Diese Annahme liefert eine untere Grenze für den erfaßten Anteil langlebiger Kollisionen im Rückwärtswinkelbereich.

Daraus ergeben sich die in der Tabelle 10 in der letzten Spalte angegebenen integralen Grenzquerschnitte σ_{LIM} für die Existenz langlebiger Riesenkernmoleküle, die in einem Bereich von 0.05 mb liegen.

Die Tatsache, daß keine Abweichungen von Rutherford-Trajektorien gefunden wurden, bedeutet aber nicht streng, daß es sie nicht gibt. Schließlich wurde nur der 1n-Transfer unter diesem Aspekt untersucht. Es könnte aber sein, daß der 1n-Transfer nicht an solche verzögerten Kollisionen koppelt, und daß der Transfer mehrerer Nukleonen in solchen Kollisionen sehr viel wahrscheinlicher ist. In Kap.8 wird gezeigt, daß Transferreaktionen mit Austausch vieler Nukleonen durchaus auftreten, aber mit sehr viel geringeren Querschnitten als beim 1n-Transfer. Detaillierte Untersuchungen von Winkelverteilungen solcher Kanäle wären deshalb sehr schwierig. Andererseits wäre die Messung von Transferreaktionen mit Austausch sehr vieler Nukleonen (z.B. ^{227}Th -Kerne) empfindlicher als der γ -spektroskopische Nachweis von Wenig-Nukleonen-Transfers, da man hier α -emittierende Transferprodukte untersucht.

Während der Experimente zum Kap.6 wurden Messungen im System $^{48}\text{Ti} + ^{104}\text{Ru}$ veröffentlicht [SAN88], die analog zur Methode dieses Kapitels, bei großen Vorwärtswinkeln sehr empfindlich nach einer Erhöhung des Transferquerschnitts suchten. Für diese Reaktion gab es Hinweise auf superdeformierte Formen des Compoundsystems ^{152}Dy . Reaktionskanäle, die an solche Formen koppeln, sollten zu verlängerten Wechselwirkungen führen. Die Winkelverteilung der mit einem Magnetspektrometer abgetrennten projektilähnlichen In-Transferprodukte ^{49}Ti sollte dann bei extremen Vorwärtswinkeln höher im Vergleich zur DWBA-Vorhersage liegen. Eine signifikante Verstärkung des Transfers wurde in dieser Arbeit aber nicht beobachtet.

7 Spaltung in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Die Winkelverteilungen für den 1n-Transfer in der Reaktion $\text{U} + \text{U}$ zeigten für die zentralen Kollisionen große Abweichungen von einer einfachen, semiklassischen Beschreibung (siehe " 4 Der 1-Neutronentransfer im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ " auf Seite 25). Neben einer Anzahl bereits diskutierter Erklärungsmöglichkeiten (siehe " 5 Der 1n-Transfer in den Reaktionen $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ " auf Seite 33) könnte die sequentielle Spaltung nach dem Transfer die Winkelverteilungen der beobachteten, überlebenden ^{239}U -Kerne beeinflussen. Dann sollte sich der fehlende Transferquerschnitt im Spaltquerschnitt widerspiegeln. Deshalb wurden im System $\text{U} + \text{U}$ bei Energien an und unterhalb der Coulombbarriere integrale Spaltquerschnitte gemessen.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind bereits veröffentlicht [WIR88]. Die Querschnitte in der vorliegenden Arbeit wurden aber unter Verwendung des Ladungszustands, der aus neueren Uladungsmessungen (s. Kap.2.4) resultierte, berechnet und liegen deshalb systematisch unterhalb der Querschnitte in der Veröffentlichung. Auf die Diskussion der Spaltquerschnitte im Zusammenhang mit den anderen gemessenen Reaktionskanälen hat das aber keinen Einfluß, da die Querschnitte aller verglichenen Reaktionskanäle immer mit demselben Ladungszustand gerechnet wurden.

7.1 Anregungsfunktion der Spaltung

Durch die Messung des ^{139}Ba anhand seiner charakteristischen γ -Zerfallsstrahlung ($T_{1/2} = 83.1$ min, $E_\gamma = 165.8$ keV, 23.8% Linienintensität) wurden zunächst nur die Querschnitte für ^{139}Ba als einem Vertreter innerhalb der Massenverteilung in der Spaltung erhalten. Diese ^{139}Ba -Querschnitte stellen wegen der Wartezeit zwischen Bestrahlungsende und chemischer Trennung die kumulierten Querschnitte der Massenkette $A = 139$ dar. Für zur Zeit der chemischen Barium-Abtrennung noch nicht zerfallene Vorläuferanteile (^{139}Cs mit $T_{1/2} = 9.3$ min) wurde korrigiert. Zur Ermittlung der integralen Spaltquerschnitte mußte mit der $A = 139$ -Kettenausbeute hochskaliert werden. In der Schwerionenreaktion $\text{U} + \text{U}$ war diese jedoch nicht bekannt und mußte daher durch eine Annahme festgelegt werden. Dazu werden zwei Fälle betrachtet: bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen beträgt die kumulierte Kettenausbeute 6.5% [CRO77]. Dieser Wert sollte recht gut den wahren Wert widerspiegeln, weil auch durch den quasielastischen Neutronentransfer nur wenig Anregung in den beiden Kernen stattfindet. Ein anderer Grenzfall wäre die Spaltung von ^{238}U mit 14 MeV-Neutronen, wo die Kettenausbeute 4.6 % beträgt [HER61]. Zur Berechnung der

Spaltquerschnitte in dieser Arbeit wurde eine Kettenausbeute von 6.5% verwendet in Analogie zu einer älteren Veröffentlichung [FRA79]. Die parallel in den Spaltungsmessungen mitbestimmten ^{237}U - und ^{239}U -Querschnitte dienten zur absoluten Normierung, um systematische Fehler im Vergleich der Spaltquerschnitte mit den separat gemessenen In-Transferquerschnitten in Kapitel 4 zu vermeiden. Abbildung 26 zeigt die integralen Spaltquerschnitte als Funktion der effektiven Einschußenergie. Die angegebenen Fehler enthalten

- den statistischen Fehler des A_0 -Wertes,
- 5% Fehler für die chemische Ausbeute der Barium-Abtrennung,
- 5% Ungenauigkeit der Targetdicke.

Nimmt man die systematischen Fehler hinzu, sollten die absoluten experimentellen Spaltquerschnitte innerhalb von 25% genau sein. Die wesentlichen Anteile am systematischen Fehler liegen bei der Simulation des erfaßten Anteils der Spaltprodukte und der Unsicherheit in der Kettenausbeute.

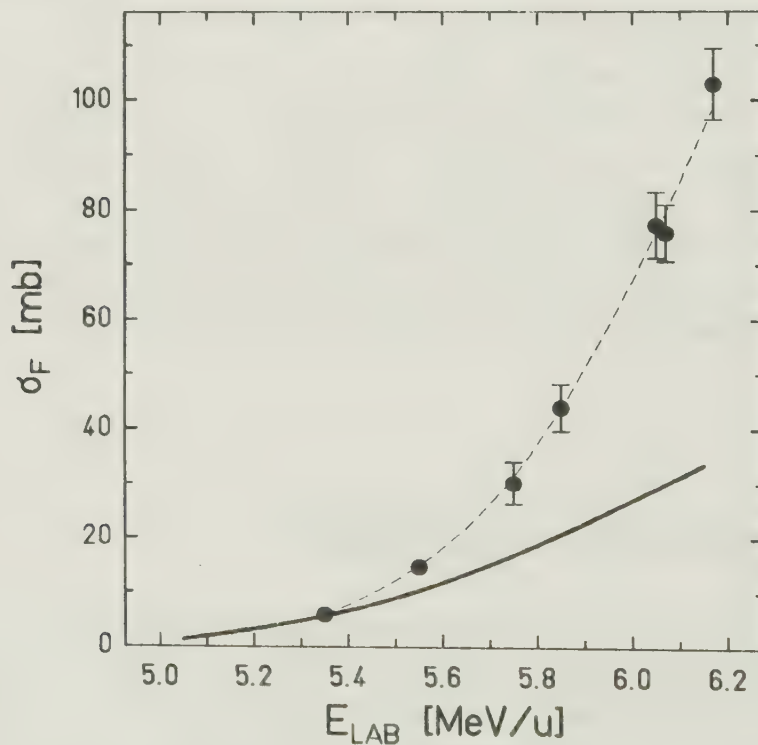


Abbildung 26. Anregungsfunktion der Spaltung in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Die gestrichelte Linie ist an die Daten angepaßt, um den Trend zu verdeutlichen. Die durchgezogene Linie ist eine berechnete Anregungsfunktion für Coulombspaltung [OBE85a].

Wie ein Vergleich mit Abbildung 3 auf Seite 26 zeigt, liegen die Spaltquerschnitte in der gleichen Größenordnung wie die In-Transferquerschnitte und stellen somit einen wichtigen Reaktionskanal im System $\text{U} + \text{U}$ dar. Die experimentellen Querschnitte sind im Prinzip eine Summe über zwei

mögliche Spaltprozesse: der Coulombspaltung und der sequentiellen Spaltung nach dem Transfer. Die Coulombspaltung ist eine über die langreichweitige Coulombkraft induzierte Spaltung, die im wesentlichen ein Zwei-Schritt-Prozeß mit multipler Coulombanregung und anschließendem radioaktivem Zerfall ist [OBE85a]. Mit der in Kap.2 beschriebenen Meßmethode lassen sich die beiden verschiedenen Spaltprozesse nicht unterscheiden. Um zu den partiellen transferinduzierten Querschnitten zu gelangen, muß der Anteil der Coulombspaltung bestimmt und subtrahiert werden. Die berechnete Anregungsfunktion für Coulombspaltung ist in Abbildung 26 auf Seite 72 als durchgezogene Linie dargestellt. Wegen Unsicherheiten in Barriereparametern ist die absolute Genauigkeit der Coulombspaltquerschnitte nicht besser als 50%, wohingegen die relativen Werte sicher viel glaubwürdiger sind. Daher wurde die theoretische Coulombspaltkurve mit einem Faktor 0.7 auf den experimentellen Datenpunkt bei der niedrigsten Energie normiert. Dabei wird angenommen, daß bei dieser Energie ($E_{\text{LAB}} = 5.35 \text{ MeV/u}$) Beiträge von Transferspaltung vernachlässigbar sind. Diese Annahme wird im folgenden noch diskutiert.

7.2 Transferinduzierte Spaltquerschnitte

Der 1n-Transfer ist in der Reaktion $U + U$ die weitaus stärkste direkte Reaktion, alle anderen Transferreaktionen sind um mehr als eine Größenordnung schwächer (siehe Kap.8). Deshalb ist eine Abschätzung der transferinduzierten Spaltung bei sehr niedrigen Energien vereinfacht, weil nur die 1n-Transferspaltung zu berücksichtigen ist. Der Beitrag des 1n-Transfers alleine zur Spaltwahrscheinlichkeit kann abgeschätzt werden aus der Faltung der Besetzungsverteilung der Niveaus nach dem Transfer mit den anregungsenergieabhängigen Spaltwahrscheinlichkeiten. Die Besetzungsverteilung nach dem 1n-Transfer ist näherungsweise eine Gaußverteilung mit dem Maximum bei der Anregungsenergie $E^* = Q_{\text{GG}} - Q_{\text{OPT}}$. Gemäß verschiedenen semiempirischen Formeln ist der optimale Q-Wert Q_{OPT} für den 1n-Transfer zwischen identischen Kernen nahe bei Null. Bei einem $Q_{\text{GG}} = -1.35 \text{ MeV}$ für den 1n-Transfer in $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Kollisionen wird dann E^* negativ, so daß die Produktkerne im wesentlichen nahe ihren Grundzuständen, von der Coulombanregung abgesehen, populierte werden. Diese Aussage wird unterstützt durch die in Kapitel 4 diskutierten 1n-Transferwahrscheinlichkeiten. Ein aus der Differenz der Steigungsparameter $2\alpha_{\text{THEO}} = 1.03 \text{ fm}^{-1}$ und $2\alpha_{\text{EXP}} = 1.07 \text{ fm}^{-1}$ extrahierter Wert für E^* ist sogar negativ mit -0.48 MeV und weist ebenfalls auf eine Besetzung nahe den Grundzuständen und damit auf geringe Spaltwahrscheinlichkeiten hin.

In der ähnlichen Reaktion $^{184}\text{W} + ^{238}\text{U}$ [HIM83] wurde gefunden, daß der größte Teil der Transferspaltung wegen der simultanen Coulombanregung stattfindet. Es wurde gezeigt, daß die Transferspaltwahrscheinlichkeit für negative Werte von $Q_{\text{GG}} - Q_{\text{OPT}}$ in erster Näherung gleich der Coulombspaltwahrscheinlichkeit unabhängig vom Transfer ist. In $U + U$ -Kollisionen sollte die Coulombanregung eine noch stärkere Rolle für die transferinduzierte Spaltung spielen.

Energie- und winkelabhängige Coulombspaltwahrscheinlichkeiten $P_{\text{CF}}(E, \Theta_{\text{CM}})$ wurden für das System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ berechnet [OBE85a]. Zusammen mit den experimentellen differentiellen

Querschnitten $d\sigma_{U239}/d\Omega$ für die überlebenden ^{239}U in Abbildung 4 auf Seite 27 können nun Querschnitte für die sequentielle Spaltung der In-Transferprodukte berechnet werden (gestrichelte Linien in Abbildung 27 auf Seite 76).

$$\frac{d\sigma_{U239,F}}{d\Omega}(E, \Theta_{CM}) = \frac{d\sigma_{U239}}{d\Omega}(E, \Theta_{CM}) \frac{P_{CF}(E, \Theta_{CM})}{1 - P_{CF}(E, \Theta_{CM})} \quad [7.1]$$

Totale Wirkungsquerschnitte für sequentielle Spaltung des In-Transferprodukts ^{239}U erhält man durch Integration von Gleichung 7.1 über alle Winkel Θ_{CM} . Analoge Berechnungen für das komplementäre In-Transferprodukt ^{237}U sollten sehr ähnliche Resultate im symmetrischen System $U + U$ ergeben. Deshalb ist der gesamte In-transferinduzierte Spaltquerschnitt $\sigma_{In,F}$ gegeben durch

$$\sigma_{In,F} = 2 \times \int \frac{d\sigma_{U239,F}}{d\Omega}(E, \Theta_{CM}) d\Omega \quad [7.2]$$

Die Ergebnisse sind in der Tabelle 11 als Funktion der Energie eingetragen. Die In-transferinduzierten Spaltquerschnitte $\sigma_{In,F}$ sind wesentlich kleiner als die Querschnitte σ_{U239} der überlebenden ^{239}U . Die Tabelle 11 zeigt, daß deutlich weniger als 10% des experimentellen Spaltquerschnitts σ_F auf In-transferinduzierte Spaltung zurückzuführen sind. Da bei der niedrigsten Energie (5.35 MeV/u) nur der In-Transfer signifikant zur Transferspaltung beiträgt, wird deshalb der gemessene Spaltquerschnitt zu mindestens 90% durch Coulombspaltung verursacht. Dies rechtfertigt noch einmal die erwähnte Normierung des berechneten Wertes der Coulombspaltung auf die experimentelle Anregungsfunktion der Spaltung. Die Differenz zwischen dem experimentellen Spaltquerschnitt und der berechneten Coulombspaltung ist der gesamte Transferspaltquerschnitt σ_{TRF} . Im Vergleich mit den fehlenden Querschnitten in den Winkelverteilungen des ^{239}U , σ_{DIF} , sind die Transferspaltquerschnitte σ_{TRF} wesentlich kleiner, obwohl sie eigentlich mindestens gleich groß sein sollten. Damit ist bereits die Antwort auf die in Kap.4 aufgeworfene Frage nach der sequentiellen Spaltung als mögliche Ursache für die Diskrepanzen in den In-Transferwinkelverteilungen gegeben: die sequentielle Spaltung der In-Transferprodukte erklärt nicht diese Diskrepanzen. Zu demselben Schluß, wenn auch nicht ganz so zwingend, gelangt man bereits durch den Vergleich der σ_F - und σ_{DIF} -Werte in Tabelle 11, also ohne Berücksichtigung der Coulombspaltung.

Die nach Gl. 7.1 berechneten differentiellen Querschnitte für sequentielle Spaltung des In-Transferprodukts ^{239}U liegen, wie Abbildung 27 auf Seite 76 zeigt, weit unterhalb der experimentellen Querschnitte für den In-Transfer. Die gemessene Winkelverteilung der ^{239}U -Kerne ändert sich deshalb auch durch Addition des sequentiell gespaltenen ^{239}U -Anteils (gestrichelte Linie) nicht, die Diskrepanzen zur semiklassischen Beschreibung bleiben also bestehen. Als weiteres Argument gegen die sequentielle Spaltung des ^{239}U als Erklärung der Diskrepanzen in den In-Transferwinkelverteilungen kann auch ein Vergleich der Spaltbarrieren der in den verschiedenen, in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten In-Transferprodukte, herangezogen werden.

E_{LAB} [MeV/u]	E_{CM}/V_C	σ_F [mb]	σ_{CF} [mb]	σ_{TRF} [mb]	σ_{DIF} [mb]	$\sigma_{1n,F}$ [mb]	σ_{U239} [mb]
5.05	0.823	-	1.4	-	2.8	0.01	5.0 ± 1.0
5.36	0.874	5.9 ± 0.5	5.9	0.0	9.6	0.14	16.3 ± 3.2
5.65	0.921	22.0 ± 2.0	13.4	8.6	29.8	0.76	40.1 ± 8.1
5.85	0.954	44.0 ± 4.3	20.4	23.6	58.2	2.0	75.0 ± 15.0
6.07	0.990	75.9 ± 4.3	29.9	46.0	144.6	3.7	104 ± 21

Tabelle 11. Spaltquerschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Experimentelle Spaltquerschnitte σ_F , berechnete Coulombspaltquerschnitte σ_{CF} , transferinduzierte Spaltquerschnitte $\sigma_{\text{TRF}} = \sigma_F - \sigma_{\text{CF}}$, "fehlende Querschnitte" σ_{DIF} in den In-Transferwinkelverteilungen für ^{239}U in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, In-transferinduzierte Spaltquerschnitte $\sigma_{1n,F}$ und integrale In-Transferquerschnitte σ_{U239} .

Die in den Systemen U + Au und Au + Au produzierten ^{198g}Au (nur bei Au + Au) und ^{196g}Au zeigen ähnliche Abweichungen von der semiklassischen Beschreibung im Bereich zentraler Stöße. Die Spaltbarrieren für diese goldähnlichen Produkte liegen aber wesentlich höher als diejenigen der Aktinidenkerne ($B_f \simeq 6 \text{ MeV}$) [VAN73]. Die Spaltung sollte also für die goldähnlichen In-Transferprodukte praktisch nicht auftreten.

Wie man aus der Tabelle 11 entnehmen kann, sind die In-transferinduzierten Spaltquerschnitte $\sigma_{\text{In},F}$ nicht größer als die Fehler der gemessenen Spaltquerschnitte σ_F . Deshalb müssen bei den höheren Energien, wo die gemessenen Spaltquerschnitte viel größer als die Coulombspaltquerschnitte werden, andere Transferkanäle als der In-Transfer zu den gemessenen Spaltquerschnitten beitragen. Abbildung 26 auf Seite 72 zeigt, daß in U + U-Kollisionen ab $E_{\text{LAB}} = 5.5 \pm 0.1 \text{ MeV/u}$ andere transferinduzierte Spaltungen als die In-Transferspaltung wichtig werden. Das ist konsistent mit der Beobachtung einer Reihe von komplexeren Transferkanälen mit überlebenden Produktkernen. Die Ergebnisse der Messungen solcher Multinukleontransferreaktionen werden im nächsten Kapitel 8 diskutiert.

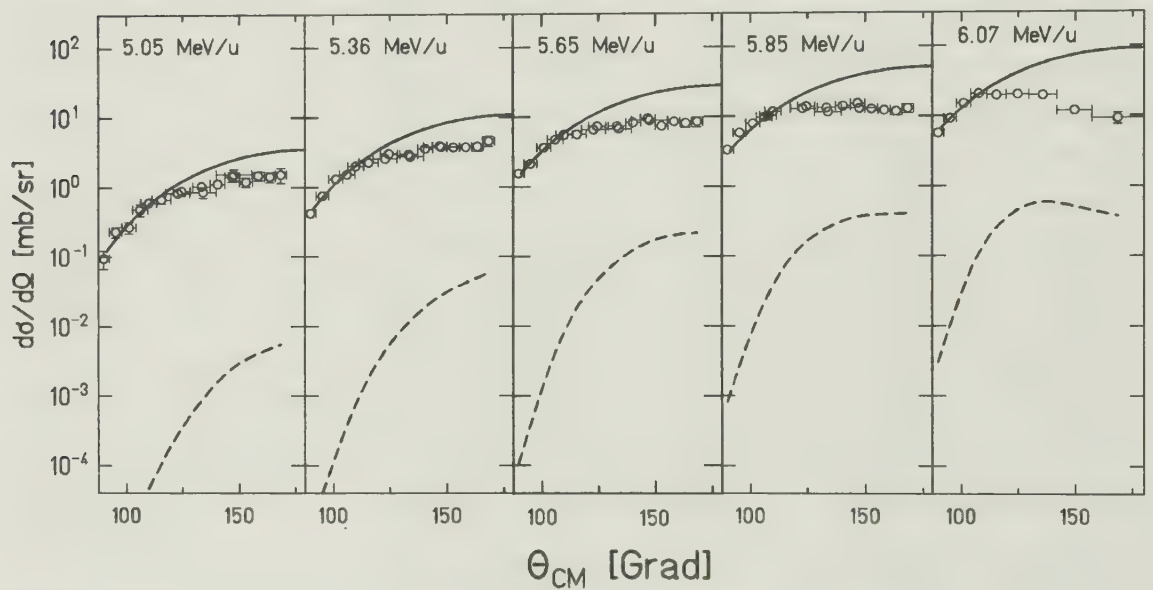


Abbildung 27. ^{239}U -Winkelverteilungen und In-Transferspaltung im System $^{238}\text{U} + ^{239}\text{U}$

Die experimentellen Daten und die semiklassische Theorie (durchgezogene Linien) sind aus Abbildung 4 auf Seite 27 übernommen. Zusätzlich sind hier aber die nach Gl. 7.1 berechneten differentiellen Querschnitte für sequentielle Spaltung des ^{239}U (gestrichelte Linien) enthalten.

8 Multinukleontransfer in den Reaktionen



8.1 Überblick über gemessene Transferprodukte

Ein Ergebnis der Messung der Anregungsfunktion der Spaltung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ war, daß oberhalb $0.90 V_C$ Transferreaktionen mit größerem Massenaustausch einsetzen. Solche Mehrnukleontransferprodukte haben dann Anregungsenergien, die zu den hohen Transferspaltungsquerschnitten führen. In diesem Kapitel 8 soll über die Messung dieser Multinukleontransferreaktionen in den Systemen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ bei Energien von weit unterhalb bis oberhalb der nominalen Coulombbarriere berichtet werden. Abbildung 28 gibt einen Überblick über die Nuklide, die im allgemeinen mit der verwendeten radiochemischen Meßtechnik erfaßt wurden.

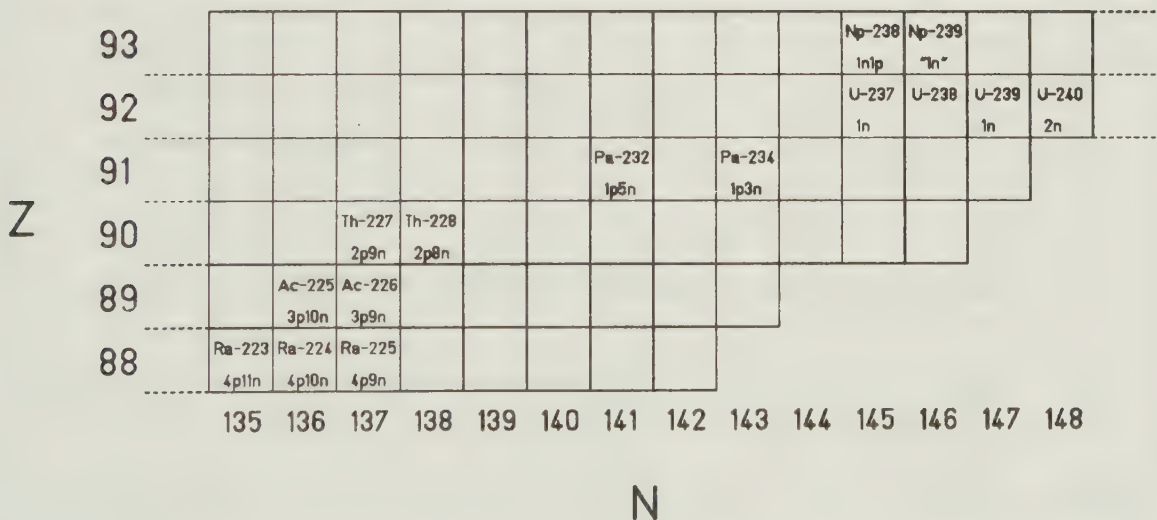


Abbildung 28. Ausschnitt aus der Nuklidkarte

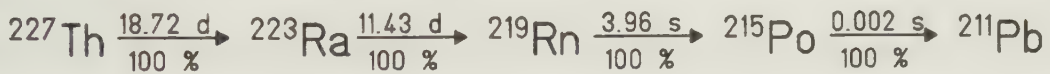
Es sind nur die Nuklide erwähnt, die in den Experimenten erfaßt wurden.

Im weiteren wird gezeigt werden, daß die Bildungsquerschnitte besonders bei den weit vom ^{238}U entfernten Th-, Ac- und Ra-Isotopen so gering sind, daß man ohne chemische Trennung in Elementfraktionen keine Chance zur Identifizierung solcher Multinukleontransferprodukte hat. Die für diesen Elementbereich eingesetzte, in Kap.2 ausführlich beschriebene Chemie ist zwar extrem sauber, hat aber dafür einen hohen Zeitbedarf (mehrere Stunden), so daß kurzlebige Reaktionsprodukte nicht mehr gemessen werden können. Andererseits kann man auch relativ langlebige Reaktionsprodukte aufgrund der geringen Querschnitte und damit geringen Aktivität nicht erfassen. Weiterhin schließt sich die Messung von verschiedenen Isotopen des gleichen Präparats zum Teil gegenseitig aus, wenn beispielsweise kurzlebige geeignete α - und γ -Strahler in der gleichen Probe vorliegen. Damit erklären sich die großen Meßlücken in dem Nuklidkartenausschnitt. Die folgende Tabelle 12 gibt einen Überblick über die Eigenschaften der meßbaren Isotope und über deren Nachweis.

Gr.	Isotop	Netto-Transfer	$T_{1/2}$	Nachweismethode
I	^{239}Np	$1n + \beta^-$, $1p$	2.36 d	charakteristische γ -Linien beim Zerfall in die Grundzustände der jeweiligen Töchter [REU83], wobei möglichst mehrere γ -Linien eines Isotops zur Mittelung herangezogen wurden.
	^{238}Np	$+ 1p - 1n$	2.12 d	
	^{240}U	$2n$	14.1 h	
	^{237}U	$1n$	6.75 d	
II	^{234g}Pa	$1p3n$	6.7 h	wie oben, hier jedoch oft an oder unterhalb der Nachweisgrenze
	^{232}Pa	$1p5n$	1.31 d	
III	^{228}Th	$2p8n$	1.913 a	Messung der α -Strahlung sowohl der Mütter, als auch der Töchter in den jeweiligen Zerfallsketten (Fr-, Rn-, At- und Po-Isotope) [WES85].
	^{227}Th	$2p9n$	18.72 d	
	^{226}Ac	$3p9n$	29 h	
	^{225}Ac	$3p10n$	10.0 d	
	^{225}Ra	$4p9n$	14.8 d	
	^{224}Ra	$4p10n$	3.66 d	
	^{223}Ra	$4p11n$	11.43 d	

Tabelle 12. Gemessene Reaktionsprodukte in den Reaktionen $\text{U} + \text{U}$ und $\text{U} + \text{Au}$

Es fällt auf, daß die nahe beim ^{238}U -Kern liegenden Reaktionsprodukte alle durch γ -Messungen erfaßt werden, während der Transfer sehr vieler Nukleonen zu Nukliden führt, die α -spektroskopisch gemessen werden. Bei den Isotopen der Gruppe III in Tabelle 12 mit den geringsten Bildungsquerschnitten ist das auch notwendig, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für α -aktive Isotope wesentlich höher ist als bei den γ -Strahlern. Bei der Identifizierung und Quantifizierung der Reaktionsprodukte der Gruppe III wird ein weiterer entscheidender Vorteil ausgenutzt: Jedes dieser Reaktionsprodukte bildet eine Zerfallskette mit kurzlebigen Tochternukliden, die sehr schnell ins radioaktive Gleichgewicht mit dem Mutternuklid gelangen und dann die gleichen Aktivitäten haben. Da die α -Energie im allgemeinen mit sinkender Halbwertszeit zunimmt, haben diese Töchter besonders hohe α -Zerfallsenergien. Gerade bei diesen hohen Energien ist der Untergrund im α -Spektrum praktisch Null, und man kann wenige Ereignisse einem Nuklid sicher zuordnen. Stellvertretend für die Reaktionsprodukte der Gruppe III soll das am Beispiel des ^{227}Th veranschaulicht werden:



Gerade bei $E_\alpha = 7.39\text{ MeV}$ ist ein besonders sensibler Nachweis möglich. Ein typisches Spektrum eines Präparates der Thorium-Fraktion ist in Abbildung 29 gezeigt.

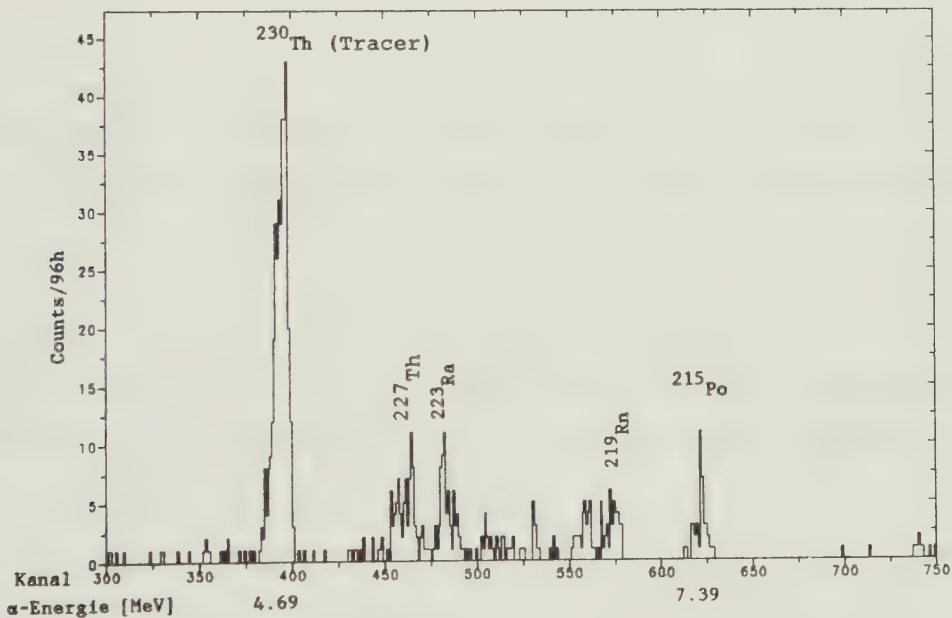


Abbildung 29. α -Spektrum eines Thoriumpräparats aus einem U + U-Experiment
Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors beträgt etwa 30%.

In Experimenten mit nicht allzu tiefen Energien lassen sich mehrere Mitglieder einer Zerfallskette identifizieren, und deren Startaktivitäten (A_0 -Werte) bestimmen. Im Gegensatz zur Erwartung bleiben diese A_0 -Werte innerhalb der Zerfallskette nicht konstant, sondern können in Bezug auf den A_0 -Wert des Mutterkerns durchaus um 10-20%, manchmal auch mehr, abnehmen. Diese Abnahme dürfte auf Rückstoßeffekte beim α -Zerfall im Zusammenwirken mit der unvollständigen Meßgeometrie zurückzuführen sein [WES79]. Eine numerische Korrektur dieser geometrischen

Effekte ist in dieser Arbeit nicht möglich, da die Effekte auch sehr stark mit der Qualität, d.h. der Flächenbelegung (Selbstabsorption) der Präparate variieren. Um die Thorium-, Actinium- und Radium-Daten konsistent zu behandeln, wurden die in Kap. 8.3 noch zu diskutierenden Querschnitte aus den Aktivitäten der jeweiligen Poloniumtöchter, die die höchsten α -Energien der Zerfallsketten besitzen, ermittelt. Die damit eingeführten Unsicherheiten werden als systematische Fehler betrachtet und spielen höchstens bei Vergleichen mit den Protactinium-, Uran- und Neptuniumquerschnitten eine Rolle.

Zu den in Gruppe II aufgeführten, nachgewiesenen Nukliden sollte eigentlich auch der 27-Tage- γ -Strahler ^{233}Pa gehören. Weil dieses Nuklid jedoch gleichzeitig der direkte Tochterkern des Neptunium-Tracers ^{237}Np ist, ist dadurch die durch Kernreaktion produzierte ^{233}Pa -Aktivität kontaminiert. Auf die Angabe von Querschnitten, zum Teil auch auf eine explizite Auswertung, wurde deshalb verzichtet. Die den einzelnen Reaktionsprodukten zugeordneten Querschnitte sind zum Teil kumulierte Querschnitte. Ein Extremfall in dieser Hinsicht sind die ^{239}Np -Querschnitte, die im wesentlichen die Querschnitte des sehr kurzlebigen In-Transferprodukts ^{239}U widerspiegeln, und nur zu einem geringen Teil durch Ip-Transfer entstehen. Unabhängige Querschnitte kann man dann bestimmen, wenn die Kerne abgeschirmt sind, also nicht neben der Kernreaktion auch noch durch radioaktiven Zerfall eines Vorläufers produziert werden. Entsprechende Kandidaten sind z.B. ^{238}Np , ^{232}Pa und ^{234}Pa .

Wie bereits in Kap.2 erklärt, wurden keine der im U + U-System zu den Th-, Ac- und Ra-Isotopen komplementären schwereren Aktiniden (Pu, Am, Cm) gemessen. Auch die im asymmetrischen U + Au-System gebildeten, zu den uranähnlichen Multinukleontransferprodukten komplementären goldähnlichen Transferprodukte wurden nicht gemessen. Das liegt daran, daß im Bereich des Golds keine α -Strahler existieren, und so keine empfindliche radiochemische Meßmethode zur Verfügung steht.

Wie bereits in Kap.2 erwähnt, wurden im allgemeinen die Targets nicht gemessen. Die in diesem Kapitel angegebenen Transferquerschnitte stammen daher nicht aus dem gesamten Rückwärtswinkelbereich, sondern nur aus dem Bereich von 45° - 85° . Für die mehr quasielastischen Transferprodukte im U + U-System spielt das keine besondere Rolle. In älteren Experimenten [WIR85] wurde gefunden, daß bei den Multinukleontransferprodukten dagegen durchaus Querschnitte im Bereich von 10% des integralen Querschnitts im Target enthalten sind. Diese 10% können im Rahmen dieser Arbeit als systematische Fehler angesehen werden. Bei U + Au wiederum ist dieser systematische Fehler vernachlässigbar wegen der günstigeren Kinematik. In den Daten dieses Kapitels sind folgende Fehler berücksichtigt:

- der statistische Fehler der Aktivitätsbestimmung. In guten Messungen mit hohen Querschnitten ist dieser Fehler praktisch vernachlässigbar gegenüber den folgenden.
- der Fehler in der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit der eingesetzten α - und γ -Detektoren wurde mit 5% angenommen.
- der Fehler der Strommessung im Faraday-Cup wurde mit 10% angesetzt.

- die Targetdicke wurde mit 5% Genauigkeit angenommen.
- der Fehler in der Bestimmung der chemischen Ausbeute, typischerweise im Bereich von 10-15%, wurde individuell für jede Meßprobe bestimmt.

Der Gesamtfehler wurde aus den aufgezählten Anteilen gemäß der üblichen Fehlerfortpflanzungsmethode ermittelt und beträgt typischerweise 10-20%.

8.2 Anregungsfunktionen von U- und Np-Isotopen

Wie in der Abbildung 28 auf Seite 77 zu sehen ist, handelt es sich bei den hier vorzustellenden ^{237}U , ^{240}U , ^{238}Np und ^{239}Np um Transferprodukte, die durch den Austausch von einem, maximal 2 Nukleonen entstehen. Die Anregungsfunktion des quasielastischen In-Transferprodukts ^{239}U im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ wurde bereits in Kap.4 vorgestellt. Dabei hatte sich gezeigt, daß die Daten im Rahmen der extremen semiklassischen Näherung beschreibbar sind. Aus diesem Grund sollen auch die oben aufgezählten Produkte in einer Darstellung gemäß der Gleichung 3.7 gezeigt werden. Die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Einschußenergie können auch den Tabellen im Anhang entnommen werden.

Die Querschnitte der Neptuniumisotope ^{238}Np und ^{239}Np und der Uranisotope ^{237}U und ^{240}U in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ sind in der Abbildung 30 auf Seite 82 dargestellt. An die Daten dieser vier Isotope (geschlossene Symbole) wurden Geraden mit jeweils zwei freien Parametern angepaßt. Analog zum Vorgehen in Abbildung 3 auf Seite 26 wurden auch hier die Daten der höheren Energien, d.h. kleineren d_0 -Werte, nicht im Fit mitgenommen (offene Symbole). Dies berücksichtigt wieder das Einsetzen der Absorption in andere Reaktionskanäle an der Coulombbarriere. Der zur nominalen Coulombbarriere zugehörige d_0 -Wert ist durch einen Pfeil angedeutet. Deutlich zu erkennen ist die gute Übereinstimmung mit der Theorie unterhalb der Barriere und das bei höheren Energien einsetzende Abweichen aufgrund der Absorption.

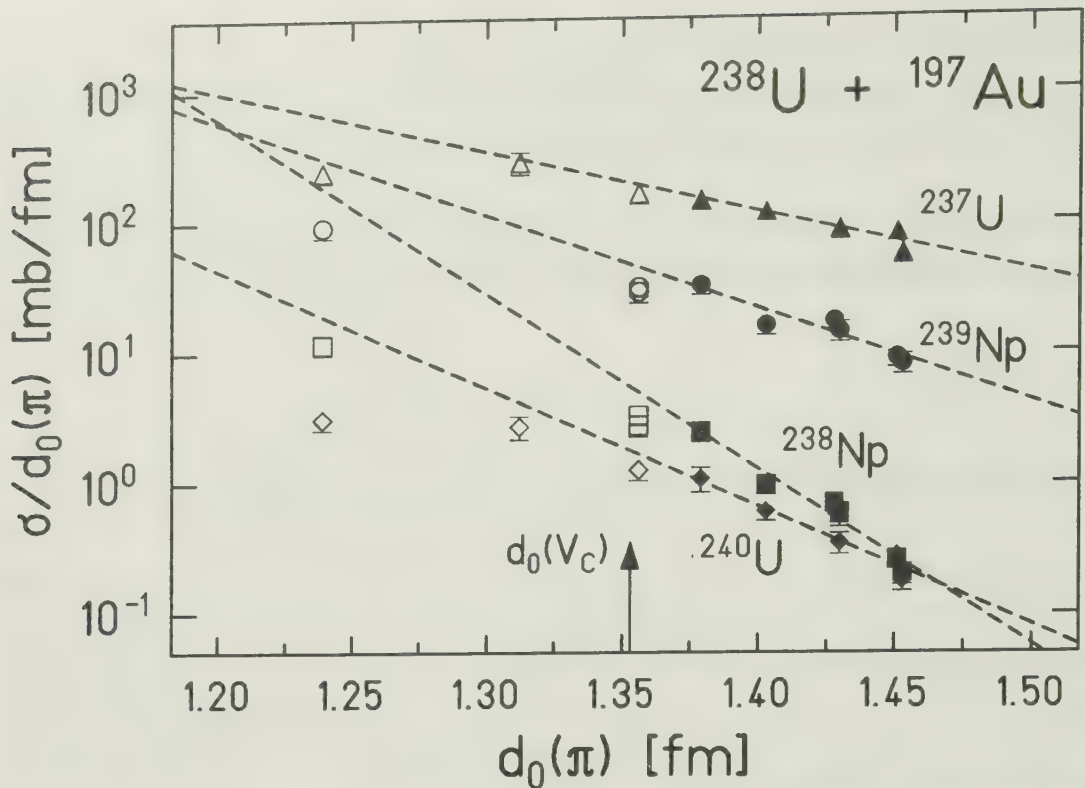


Abbildung 30. Anregungsfunktionen für Np- und U-Isotope im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Geraden sind Fits gemäß Gl.3.7 an die Meßpunkte mit den geschlossenen Symbolen.

Für die Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ sind die Querschnitte der Neptuniumisotope in Abbildung 31 auf Seite 83 gezeigt. Bei den Querschnittsbestimmungen der Uranisotope trat allerdings in einigen Experimenten folgendes Problem auf: die chemischen Ausbeuten konnten nicht nach der in Kap.2 beschriebenen Weise über den α -aktiven Tracer ^{233}U bestimmt werden. Der Grund hierfür waren die Uran-Targets, die offenbar durch "Sputtering" kleine Cluster abgaben, die in die Catcherfolien gelangten und zusammen mit den Folien chemisch aufgearbeitet wurden. Soweit stellen diese Kontaminationen keine Probleme dar, weil das eigentliche Targetmaterial ^{238}U nicht gemessen wird. Allerdings befindet sich im radioaktiven Gleichgewicht des ^{238}U eine gewisse Menge ^{234}U , abhängig von der Zeitdauer seit der letzten Reinigung des Urans. Leider ist aber das ^{234}U ein α -Strahler mit praktisch den gleichen α -Energien wie das eigentliche Tracerisotop ^{233}U (≈ 4.8 MeV), so daß der α -Peak im Spektrum aus zwei Komponenten zusammengesetzt ist. Wegen der Unsicherheit des ^{234}U -Gehalts im Targetmaterial ist deshalb eine Aktivitätsbestimmung des Tracers und darauf basierende Ausbeutebestimmung nicht möglich. In einem nachfolgenden Experiment wurde deshalb die Ausbeutebestimmung anhand des mit hohem Querschnitt gebildeten ^{237}U durchgeführt, dessen γ -Linien nicht nur in der chemisch abgetrennten, sauberen Uranfraktion nachzuweisen sind, sondern auch noch in dem komplexen Produktgemisch der Catcherfolie. Konsistenterweise trat dieses Problem bei den $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -Experimenten mit den Gold-Targets nicht auf. Prinzipiell möglich ist eine nachträgliche Bestimmung der chemischen Ausbeute über die Normierung der ^{237}U -Aktivitäten auf die unabhängig gemessenen ^{239}Np -Querschnitte, die ja eigentlich im wesentlichen die ^{239}U -Querschnitte darstellen. Im symmetrischen System $\text{U} + \text{U}$

sollten die ^{237}U - und die ^{239}U -Querschnitte wiederum übereinstimmen. Damit wäre immerhin noch eine unabhängige Bestimmung von ^{240}U -Querschnitten möglich. Dieses Verfahren führt jedoch zu recht großen Fehlern für die chemische Ausbeute. In einigen Fällen fällt bereits der mit 100% Ausbeute berechnete ^{237}U -Querschnitt praktisch mit dem gemessenen ^{239}Np -Querschnitt zusammen. Auf eine bildliche Darstellung der wenigen gemessenen ^{237}U - und ^{240}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ wird deshalb verzichtet; Einzelwerte können aber den Tabellen im Anhang entnommen werden. In Abbildung 31 sind die Anregungsfunktionen der beiden Neptuniumisotope dargestellt.

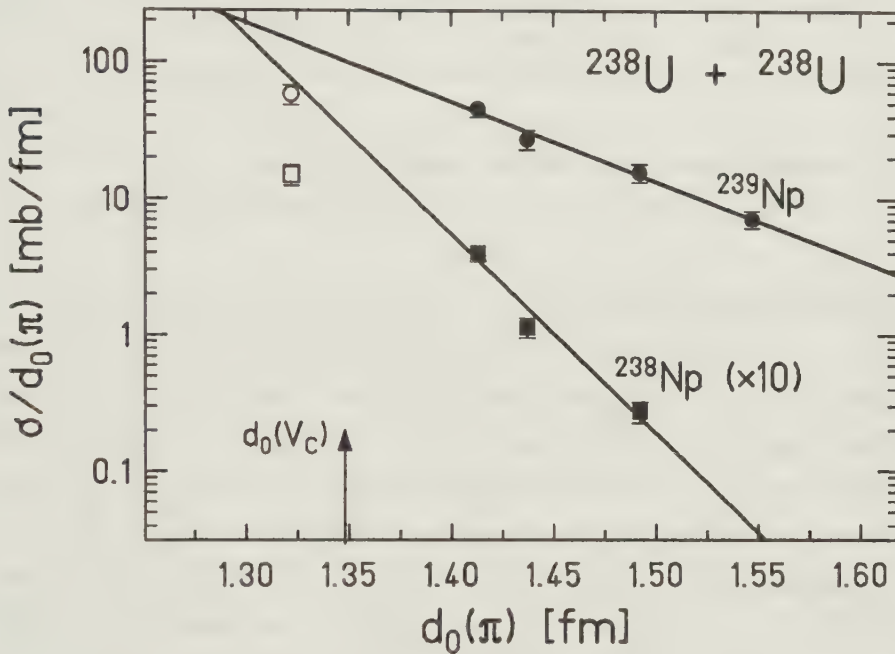


Abbildung 31. Anregungsfunktionen für ^{238}Np und ^{239}Np im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$
Die Geraden sind Fits gemäß Gl.3.7 an die Meßpunkte mit den geschlossenen Symbolen.

Auch hier lassen sich die Daten unterhalb der Barriere gut im semiklassischen Bild verstehen. In der folgenden Tabelle 13 sind die Steigungen 2α aller gezeigten Anregungsfunktionen zusammengefaßt unter Einschluß des bereits in Kap.4 diskutierten ^{239}U im $\text{U} + \text{U}$ -System.

Reaktions- produkt	Transfer- reaktion	$^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$		$^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$	
		$2\alpha_{\text{EXP}}$ [fm ⁻¹]	$2\alpha_{\text{THEO}}$ [fm ⁻¹]	$2\alpha_{\text{EXP}}$ [fm ⁻¹]	$2\alpha_{\text{THEO}}$ [fm ⁻¹]
^{239}Np	+ ln; β^-	1.37 ± 0.20	1.11	1.07 ± 0.10	1.03
^{238}Np	+ lp, -ln	2.58 ± 0.20	-	2.71 ± 0.08	-
^{237}U	-ln	0.89 ± 0.20	1.10	-	1.03
^{239}U	+ ln	-	1.11	1.08 ± 0.06	1.03
^{240}U	+ 2n	1.75 ± 0.22	2.22	-	2.06

Tabelle 13. Steigungsparameter 2α aus den Anregungsfunktionen

Für ^{238}Np werden keine theoretischen Werte angegeben (siehe Text).

Die experimentellen Steigungsparameter für den ln-Transfer stimmen recht gut mit der Erwartung überein. Insofern lernt man bezüglich der Diskussion in den Kapiteln 4 und 5 nichts Neues dazu. Der 2n-Transfer im U + Au-System zeigt eine etwas kleinere Steigung als erwartet, was wohl als experimenteller Beitrag zu dem Bereich der "Slope-Anomaly" (Kap.5) angesehen werden kann. Immerhin können die ^{238}Np -Daten durch exponentielle Kurven beschrieben werden mit Steigungsparametern, die nur wenig über den Erwartungen für den 2n-Transfer liegen. Eine Berechnung des Steigungsparameters für den lp ln-Transfer ist nach Gl.3.5 nicht möglich, weil die Bindungswellenfunktion des Protons von der des Neutrons verschieden ist, und damit auch die Steigung 2α . Neben den integralen Querschnitten wurden bei U + U auch Querschnitte in begrenzten Winkelbereichen um $\Theta_{\text{LAB.}} \simeq 45^\circ$ gemessen. Aus den Verhältnissen dieser Querschnitte folgt zumindest, daß Reaktionsprodukte wie ^{238}Np eine deutlich von ^{239}Np bzw. ^{239}U verschiedene Winkelverteilung haben.

Das Fazit dieses Abschnitts ist, daß die hier gezeigten Anregungsfunktionen sich im wesentlichen im semiklassischen Bild interpretieren lassen. Diese Reaktionen laufen auch bei niedrigen Energien, das heißt großen Abständen, ab und liefern deshalb keinen direkten Hinweis auf Kernkontakt oder Kernüberlapp. Andererseits können diese Daten zur Kontrolle der Zuverlässigkeit der Querschnitte für noch seltenere Reaktionskanäle dienen, wie z.B. den im nächsten Abschnitt zu zeigenden Multinukleontransferprodukten. Abweichungen einzelner Querschnitte von einer stetigen Anregungsfunktion müßten sich dann auch in den gerade geschilderten Transferreaktionen mit wenig Nukleonenaustausch bemerkbar machen.

8.3 Multinukleontransferquerschnitte der Pa-, Th-, Ac- und Ra-Isotope

8.3.1 Die Anregungsfunktionen

Im Reaktionssystem $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ wurden weitaus mehr Wirkungsquerschnitte für die Multinukleontransferprodukte von Protactinium-, Thorium-, Actinium- und Radium-Isotopen gemessen als im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. Dies hat seinen Grund darin, daß im Vergleich mit den meisten älteren U+U-Daten bei den neueren U+Au-Experimenten die Chemie auf die Elemente Actinium und Radium erweitert wurde. Abbildung 32 zeigt die Anregungsfunktionen der Isotope ^{227}Th , ^{226}Ac und ^{225}Ac .

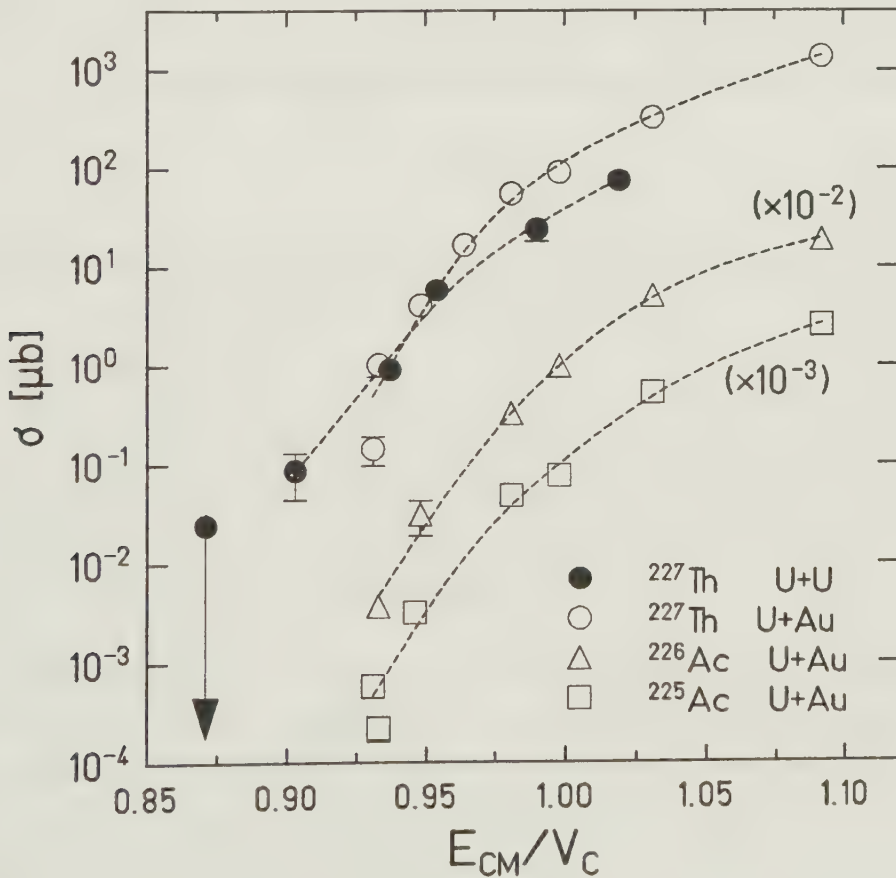


Abbildung 32. Anregungsfunktionen von ^{227}Th , ^{226}Ac und ^{225}Ac in den Systemen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Die Linien dienen nur zur Verdeutlichung des Trends. Die Actinium-Daten sind zwecks Übersichtlichkeit um die angegebenen Faktoren nach unten skaliert.

Bei diesen Querschnitten und auch den noch folgenden Multinukleontransferdaten muß man möglicherweise davon ausgehen, daß es sich bei den gemessenen Wirkungsquerschnitten um solche überlebender Reaktionsprodukte nach Abdampfung von Neutronen, also um sekundäre Fragmentquerschnitte handelt. Allerdings wurden weder Neutronen noch Anregungsenergien gemessen. Da die Querschnitte von ^{227}Th , ^{226}Ac und ^{225}Ac sehr ähnlich sind, wurden in Abbildung 32 auf Seite 85 zwecks besserer Übersicht die Querschnitte der Actinium-Isotope nach unten skaliert. Auf einige Beobachtungen soll besonders hingewiesen werden. Alle Reaktionsprodukte zeigen insbesondere unterhalb der Barriere das gleiche Verhalten bezüglich der Steilheit ihrer Anregungsfunktionen. Das gilt auch für die in Abbildung 33 auf Seite 87 dargestellten Radium-Daten. Im Vergleich zu den In-Transferdaten fallen die Querschnitte der komplexen Transferprodukte wesentlich steiler ab. Die Wirkungsquerschnitte liegen bereits an der Barriere um 3 Größenordnungen unter den In-Transferquerschnitten. Das $2p9n$ -Transferprodukt ^{227}Th wird noch bis zu einer Energie von $0.90 V_C$ beobachtet, in Übereinstimmung mit dem in Kap.7 diskutierten Einsetzen von sequentieller Spaltung nach komplexeren Transferreaktionen bei dieser Energie. Dieses ^{227}Th stellt sicher keinen besonderen Reaktionskanal im Vergleich mit den Actinium- und Radiumprodukten dar, sondern auf letztere war die Chemie bei dieser tiefen Energie noch nicht ausgedehnt. Zwischen dem $U + U$ - und dem $U + Au$ -System wird besonders unterhalb der Barriere anhand des ^{227}Th kein Unterschied in der Anregungsfunktion festgestellt.

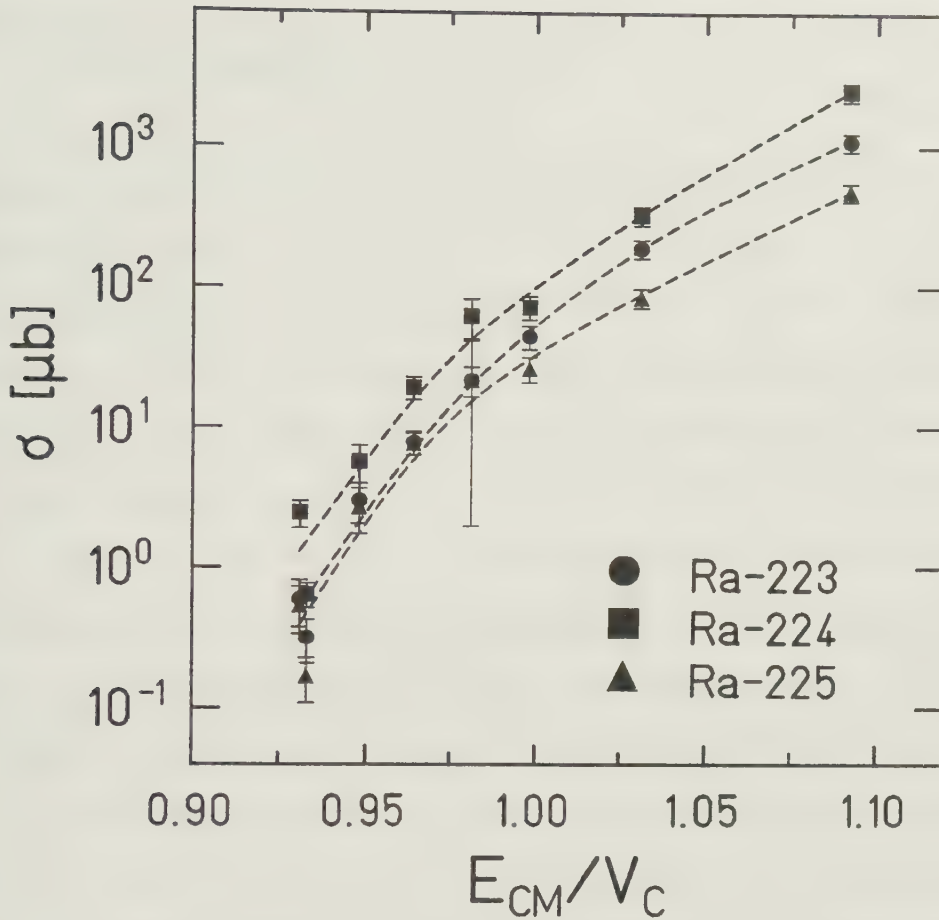


Abbildung 33. Anregungsfunktionen von ^{223}Ra , ^{224}Ra und ^{225}Ra im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Die Linien dienen nur zur Verdeutlichung des Trends.

Auch für die Radium-Isotope gelten die gleichen Aussagen. Beim Element Radium liegt der einzige Fall vor, bei dem Isotopenverteilungen durch drei Isotope gemessen wurden. Dabei deutet sich an, daß die Messungen gerade den Bereich der Isotopenverteilungen mit den hohen Querschnitten und dem ^{224}Ra als Maximum erfaßt haben. Querschnitte wurden auch für die Protactinium-Isotope ^{234g}Pa und ^{232}Pa gemessen und sind im Anhang tabelliert.

In diesem Abschnitt wird eine Vielzahl von Reaktionsprodukten gezeigt, die aus einem massiven Austausch von Masse auch weit unterhalb der nominalen Coulombbarriere stammen. Dies ist zunächst ein erstaunliches Ergebnis, weil man solche Produkte eigentlich nur in den gedämpften Kollisionen oberhalb der Barriere erwartet und dort auch gemessen hat [SCH78,FRE79]. Unterhalb der Barriere sollten quasielastische Prozesse mit Transfer von wenigen Nukleonen auftreten. Von tief-inelastischen Reaktionen unterhalb der Barriere wird auch in dem etwas leichteren System $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$ berichtet, die noch bis $0.96 V_C$ beobachtet werden [WOL87]. Eine eindeutige Charakterisierung solcher gedämpften Stöße erfolgte über die gemessenen Q-Werte. Auch der Nachweis der isomeren Hochspinzustände der In-Transferprodukte $^{196m2}\text{Au}$ und ^{198m}Au in den Reaktionen $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ wäre in diesem Bild konsistent mit der Beobachtung

gedämpfter Kollisionen mit tangentialer Reibung. Beide Transferprodukte besitzen jeweils $10 \hbar$ Spin mehr als die in den quasielastischen Prozessen populierte Grundzustände.

Ein naheliegendes Bild der komplexen Transferreaktionen ergibt sich unter Berücksichtigung der statischen Deformationen der Reaktionspartner, insbesondere des Urans. Die berechnete Barriere für einen zentralen Stoß zweier Uran-Kerne, die sich mit ihren Spitzen annähern (tip-to-tip-Konfiguration), beträgt nur etwa 5.7 MeV/u im Vergleich zur nominalen Barriere von 6.1 MeV/u. Deshalb befindet sich auch unterhalb der nominalen Barriere eine kleine Fraktion von Kollisionen mit kleinem Impaktparameter und günstigen Relativorientierungen am Abstand der dichtesten Annäherung oberhalb der Barriere und erreicht damit Kernkontakt. In diesem Bild stellen also die Multinukleontransferreaktionen einfach die niederenergetischen Ausläufer der gedämpften Kollisionen oberhalb der Coulombbarriere dar. Die Fraktion von Kollisionen mit günstigen Relativorientierungen könnte durch das dynamische Ausrichten der Kerne in ihrem gegenseitigen Wechselwirkungspotential noch vergrößert werden [GUP89].

Bei Energien deutlich oberhalb der Coulombbarriere wurden tief-inelastische Reaktionen erfolgreich mit Hilfe von Diffusionsmodellen untersucht. Diese beschreiben z.B. Zusammenhänge zwischen den Lagen und den Breiten von Isotopen- und Elementverteilungen als Funktion des Energieverlusts. Aus vielerlei Gründen sind solche theoretischen Beschreibungen auf die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen schwierig anzuwenden. Bei den niedrigen Energien an und unterhalb der Barriere gelten manche Annahmen in den mikroskopischen Betrachtungen der einzelnen Transferschritte während der Kollision nicht mehr. Dies zeigte sich auch in älteren $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Experimenten leicht oberhalb der Barriere, die auf die Produktion superschwerer Elemente ausgerichtet waren. Die Elementausbeuten unterhalb des Urans wurden für Einschußenergien knapp oberhalb der Barriere vom Diffusionsmodell erheblich überschätzt, während die Daten bei höheren Einschußenergien vom Modell hervorragend reproduziert wurden [RIE79]. Da in dieser Arbeit Wirkungsquerschnitte bei noch niedrigeren Energien sogar unterhalb der Barriere gemessen wurden, und Isotopenverteilungen nur eingeschränkt zur Verfügung stehen, wurde auf eine Analyse im Rahmen solcher Diffusionsmodelle verzichtet.

Es hat sich gezeigt, daß die Lage von Isotopenverteilungen in gedämpften Reaktionen mit Hilfe von Potentialenergiebetrachtungen verstanden werden kann. Information über die Anzahl abgedämpfter Neutronen angeregter primärer Fragmente erhält man durch Vergleich der Maxima gemessener, sekundärer Isotopenverteilungen mit den berechneten primären Maxima. Betrachtet man die Massenzahlen der erfaßten Reaktionsprodukte, dann fällt auf, daß diese besonders im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ sehr nahe bei den für die jeweiligen Elemente aus Potentialenergiebetrachtungen resultierenden Maxima liegen. Insbesondere die noch am besten mit drei Stützpunkten bei verschiedenen Einschußenergien bestimmten Isotopenverteilungen beim Radium in der Reaktion $\text{U} + \text{Au}$ zeigen offenbar ein Querschnittsmaximum beim ^{224}Ra , in Übereinstimmung mit der Lage des Minimums in der Potentialenergiefläche und unabhängig von der Einschußenergie. Das deutet darauf hin, daß diese Kerne kalt gebildet werden und daher ihre Bildungsquerschnitte nicht nennenswert durch Neutronenabdampfung oder auch durch Spaltung modifiziert sind. Den wesentlichen Anteil an der dissipierten Energie tragen deshalb vermutlich die komplementären Reaktionsprodukte, die dann hoch angeregt sind und hohe Spaltwahrscheinlichkeiten bzw. niedrige Überlebenswahrscheinlichkeiten haben. Das würde auch erklären, warum in älteren

U+U-Experimenten zwar ^{227}Th , aber keine Plutoniumisotope gefunden wurden [WIR85]. Die Beobachtung kalter Kerne unterhalb des Urans in gedämpften Reaktionen wäre auch konsistent mit den Ergebnissen aus anderen Reaktionssystemen, wo sich zeigte, daß der Donatorkern kalt bleibt, während der Akzeptorkern hoch angeregt wird [KEL87,BEL89,SCH89]. Die Isotopenverteilung des Radiums hat eine Halbwertsbreite von etwa 2.5 Masseneinheiten. Auch die gemessenen Querschnitte von Ac- und Th-Isotopen wären mit einer solchen Breite der Isotopenverteilung kompatibel. Diese Breite stimmt auch mit Befunden in den Reaktionen $^{40}\text{Ar} + ^{233}\text{U}, ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}$ an der Barriere überein [SCH89]. Zusammen mit den Annahmen über die Verteilungsmaxima lassen sich Elementausbeuten für Radium, Actinium, Thorium und Protactinium zumindest näherungsweise abschätzen. Diese Elementausbeuten können dann mit einem empirischen Modell von Wollersheim, das Elementausbeuten als Funktion der Kernladung Z des Reaktionsprodukts und der Anregungsenergie beschreibt, verglichen werden [WOL82,WOL84]. Eine modifizierte Version dieses empirischen Modells, in dem der Integrationsbereich der Anregungsenergie verändert wurde, zeigte eine gute Übereinstimmung experimenteller $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -Elementausbeuten als Funktion der Kernladung im Bereich $79 \leq Z \leq 86$ bei Energien oberhalb der Barriere [GÄG88]. Die für Radium ($Z=88$) bis Protactinium ($Z=91$) im $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System bei 6.16 MeV/u (1.031 V_C) abgeschätzten Elementausbeuten zeigen wenigstens qualitativ den richtigen Trend, liegen aber grob um einen Faktor 2 niedriger im Vergleich zu einer nach dem Wollersheim-Modell für $E_{\text{LAB}} \leq 6.49$ MeV/u in der Reaktion U+U ermittelten Kurve. Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man auch, wenn man die in dieser Arbeit bei 6.25 MeV/u (1.019 V_C) im U+U-System gemessenen Daten mit der Wollersheim-Systematik vergleicht. Auch hier verlaufen die Daten parallel zur Vorhersage auf dem halben Querschnittsniveau.

Im folgenden Abschnitt wird demonstriert, daß die beobachteten Multinukleontransferprodukte nicht im Sinne der einfachen Sub-Coulomb-Transfertheorie ("3 Die semiklassische Beschreibung von Schwerionenreaktionen" auf Seite 21) erklärt werden können. Die Wahrscheinlichkeiten für den Transfer eines Neutrons sind auch unterhalb der Barriere noch sehr hoch in sehr schweren Kollisionssystemen und erreichen im semiklassischen Bild bis zu 35% bezogen auf den Rutherfordquerschnitt (s. Abbildung 13 auf Seite 45). Wenn die In-Transferwahrscheinlichkeiten aber so hoch sind, dann werden auch die Wahrscheinlichkeiten für den Transfer von mehr als einem Neutron bedeutsam. Für den unabhängigen, sequentiellen Transfer von 11 Nukleonen kann man aus den In-Transferwahrscheinlichkeiten grob eine Abschätzung gemäß $P_{11N} \simeq (P_{1n})^{11}$ durchführen. Im Hinblick beispielsweise auf das ^{227}Th als 2p9n-Transferprodukt sollen Protonen und Neutronen gleichermaßen behandelt werden, so daß in der Summe 11 Nukleonen transferiert werden bei der Bildung von ^{227}Th aus ^{238}U . Eine weitere grobe Näherung eines solchen Verfahrens ist die Annahme, daß sich für jeden individuellen Transferschritt die In-Transferwahrscheinlichkeit nicht ändert, die effektive Bindungsenergie des transferierten Neutrons und damit die Transferwahrscheinlichkeit für ein weiteres Neutron also konstant bleibt. Anhand von tabellierten Bindungsenergien [WAP85] kann diese Näherung nur begrenzt nachgeprüft werden, da vielfach und besonders im symmetrischen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System die zu den leichten, " ^{227}Th -ähnlichen" Transferprodukten komplementären Uranisotope nicht bekannt sind. Für das $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System bleiben die effektiven Bindungsenergien noch bis zum Transfer von

6 Neutronen, soweit die zugehörigen Isotope bekannt sind, ungefähr konstant. Noch problematischer als die Annahme der Konstanz in den Bindungsenergien ist die Frage, welche In-Transferwahrscheinlichkeit zur Extrapolation auf den 11-Nukleonentransfer verwendet werden muß. Im $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System zeigte sich, daß die semiklassische Theorie bei den zentralen Kollisionen eine viel zu hohe In-Transferwahrscheinlichkeit im Vergleich zum Experiment liefert. Dies konnte bei Energien dicht an der Barriere ($\geq 0.90 V_C$) zum Teil durch Absorption in andere Transferkanäle interpretiert werden. Insofern müßte man die theoretischen In-Transferwahrscheinlichkeiten verwenden. Andererseits stellen große P_{1n} -Werte keine echten Wahrscheinlichkeiten mehr dar, sondern nur noch die Fortsetzung des Formfaktors, der im Gegensatz zu echten Wahrscheinlichkeiten auch größer als 1 werden kann. Gerade die semiklassischen In-Transferwahrscheinlichkeiten erreichen aber in zentralen Stößen sehr hohe Werte. Auch wenn sich die theoretischen und die experimentellen In-Transferwahrscheinlichkeiten nur um weniger als einen Faktor 2 unterscheiden, macht sich dieser Unterschied doch enorm bemerkbar, wenn man $(P_{1n})^{11}$ bildet. Die folgenden Zahlenangaben beziehen sich auf Abschätzungen für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System bei 5.85 MeV/u, weil hier sowohl integrale Querschnitte, als auch eine Winkelverteilung für ^{227}Th gemessen wurden. Bei $\Theta = 180^\circ$ beträgt der Unterschied zwischen semiklassisch-theoretischer und experimenteller Extrapolation 7 Größenordnungen. Allerdings liegt auch für den ungünstigeren Fall, der Extrapolation der semiklassischen In-Transferwahrscheinlichkeiten, der extrapolierte 11-Nukleonentransferquerschnitt bei $\Theta = 180^\circ$ noch um 2 Größenordnungen unter der experimentellen Winkelverteilung des ^{227}Th . Zu einem klaren Ergebnis kommt man bei $\Theta = 90^\circ$: hier stimmen die theoretischen und die experimentellen In-Transferwahrscheinlichkeiten überein, während die Extrapolation dieser Werte um 18 Größenordnungen unter dem experimentellen ^{227}Th -Wert liegt. Zum Vergleich der Anregungsfunktionen müßte man berechnete 11-Nukleonentransferwinkelverteilungen integrieren. Wegen der oben erwähnten Probleme bei den zentralen Kollisionen, die aber den wesentlichen Anteil am integralen Querschnitt darstellen, kann man bestenfalls mit der semiklassischen Theorie gerechnete Extrapolationen als obere Grenze ansehen. Bei 5.85 MeV/u liegt der extrapolierte integrale Querschnitt für ^{227}Th um 2 Größenordnungen unter dem experimentellen Wert. Da die Steilheit einer derart berechneten Anregungsfunktion größer als die experimentelle ist, werden die Unterschiede bei niedrigeren Energien also noch deutlicher. Trotz aller erwähnter Unwägbarkeiten kann aber festgestellt werden, daß sich die gemessenen Multinukleonentransferprodukte wie das ^{227}Th nicht auf der Basis eines sequentiellen, unabhängigen Tunnelns gemäß der semiklassischen Sub-Coulomb-Transfertheorie erklären lassen.

8.3.2 Die ^{227}Th -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

In der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei $E_{\text{LAB}} = 5.85 \text{ MeV/u}$ ($0.90 V_C$) wurde eine Winkelverteilung für das ^{227}Th gemessen (Abbildung 34 auf Seite 91). Die Winkelauflösung wurde gegenüber derjenigen in den In-Transferwinkelverteilungsmessungen wegen des hohen experimentellen Aufwands für jeden einzelnen Winkelbereich so eingeschränkt, daß fast der gesamte Vor- und Rückwärtswinkelbereich gemessen werden konnte. Die Fehler der Querschnitte enthalten ab-

weichend von den übrigen Fehlerangaben in diesem Kapitel 8 nur die statistischen Fehler, die Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit der Halbleiterdetektoren und der chemischen Ausbeute. Die CM-Transformation der Streuwinkel wurde in Abbildung 34 auf Seite 91 mit einem Q-Wert von 0 MeV durchgeführt. Beim In-Transfer gibt es für diese Annahme für den Q-Wert eine hinreichende Begründung, bei der Betrachtung des ^{227}Th als Multinukleontransferprodukt aus gedämpften Reaktionen hat diese Annahme jedoch Konsequenzen hinsichtlich der Interpretation der Winkelverteilung.

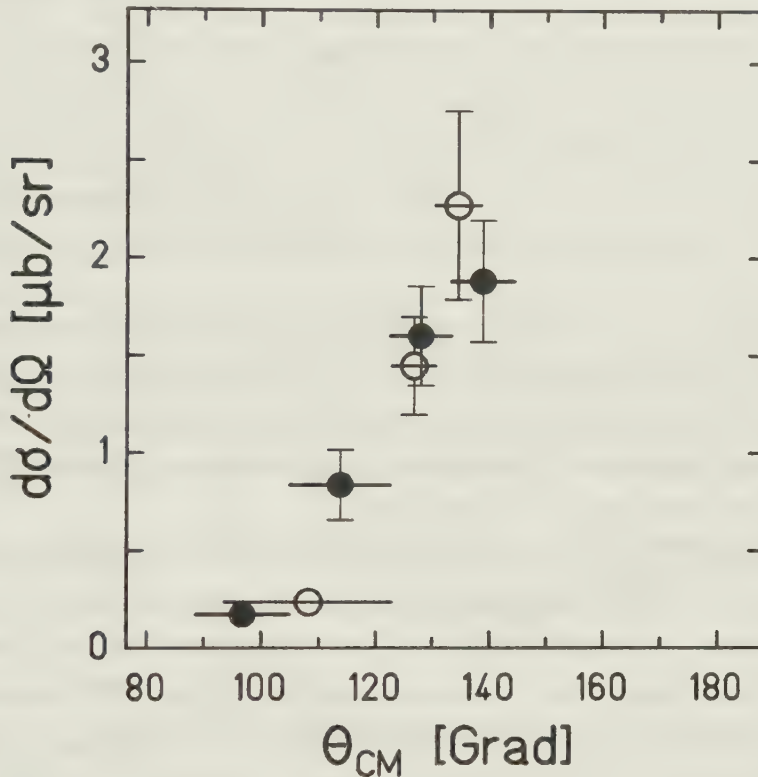


Abbildung 34. ^{227}Th -Winkelverteilung im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 5.85 MeV/u (0.90 V_C). Die geschlossenen Symbole stehen für Messungen im Rückwärtswinkelbereich, die offenen Symbole für Messungen im Vorwärtswinkelbereich.

Die im Vergleich zum In-Transfer steilere Form der ^{227}Th -Winkelverteilung deutet an, daß der wesentliche Anteil der ^{227}Th -Kerne aus mehr zentralen Stößen resultiert. Das ist konsistent mit dem Vergleich der Steilheiten der Anregungsfunktionen. Die ^{227}Th -Winkelverteilung zeigt einen kontinuierlichen Abfall zu kleineren Winkeln hin. Dies wird unterstützt durch die Übereinstimmung der Querschnitte bei Vorwärts- und Rückwärtswinkeln. Selbst bei $\Theta_{\text{LAB}} \simeq 45^\circ$ (das ist der Winkelbereich $88.6^\circ \leq \Theta_{\text{CM}} \leq 104.9^\circ$) wird noch ein endlicher, winkelbereichsintegrierter Querschnitt von etwa $0.3 \mu\text{b}$ gemessen. Unter der Annahme von Rutherford-Trajektorien, d.h. auch $Q = 0$ MeV, entspricht das einem CM-Winkel von etwa 90° und daraus einem Abstand der dichtesten Annäherung von $R_{\text{MIN}} = 21$ fm, während der Wechselwirkungsabstand $R_{\text{INT}} = 16.9$ fm beträgt. Daß diese Betrachtungsweise nicht sehr realistisch ist, folgt auch aus einem

Widerspruch im Vergleich mit der Anregungsfunktion für ^{227}Th . Hier wurde bei 5.34 MeV/u entsprechend einem $R_{\text{MIN}}(\Theta_{\text{CM}} = 180^\circ) = 19 \text{ fm}$ ein integraler Grenzquerschnitt von weniger als $0.02 \mu\text{b}$ gemessen. Dieser Grenzwert liegt also trotz kleinerem R_{MIN} noch um eine Größenordnung unter dem winkelbereichsintegrierten Querschnitt in der Winkelverteilung bei $R_{\text{MIN}} = 21 \text{ fm}$. Dieser Widerspruch kann nur zum Teil durch die Berücksichtigung eines negativen Q-Werts entschärft werden, weil das in der CM-Transformation zu einem höheren CM-Streuwinkel und damit zu einem kleineren R_{MIN} für die Kollisionen bei $\Theta_{\text{LAB}} \simeq 45^\circ$ führt. Q-Werte im Bereich von -20 MeV bis -30 MeV ändern die CM-Transformation praktisch nicht, erst sehr viel negativere Q-Werte bewirken einen merklichen Effekt. Das bedeutet dann erst recht, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der Betrachtung der integralen Multinukleontransferquerschnitte, daß es sich bei den ^{227}Th -Kernen um Produkte aus tief-inelastischem Transfer handelt. Bei extrem hohen Q-Werten bewegen sich die Kerne aber nicht mehr auf Rutherford-Trajektorien, und die eindeutige Beziehung zwischen Streuwinkel und Abstand der dichtesten Annäherung (Gl.3.1) gilt nicht mehr.

Es fällt auf, daß im Streuwinkelbereich oberhalb von 140° keine Meßpunkte eingetragen sind. Zwei Datenpunkte, die bei Vorwärtswinkeln kleiner etwa 20° (Lab.) gemessen wurden, sind kontaminiert durch ^{227}Th -Kerne aus der Reaktion des Uran-Strahls mit leichten Kernen wie Kohlenstoff (Target-Backing) oder Aluminium (Kollimatoren). Der kinematische Grenzwinkel für solche Nebenprodukte liegt aber gerade bei 20° im Laborsystem.

Für den CM-Bereich $144^\circ - 180^\circ$ wurde unter Rückwärtswinkeln ebenfalls ein Querschnitt gemessen. Dieser liegt bei etwa $1 \mu\text{b/sr}$ und damit deutlich tiefer als der Querschnitt im Nachbarwinkelbereich. Bei solchen Rückwärtswinkeln sind die Querschnitte für die hier langsamen, projektilähnlichen Kerne durch Mehrfachstreuung verfälscht, wie das die Winkelverteilungen für den In-Transfer gezeigt hatten. Diese Verfälschung ist andererseits sicher nicht so groß, daß ein korrigierter Wert oberhalb etwa $2 \mu\text{b/sr}$ liegen würde. Folglich könnte bei 160° in der ^{227}Th -Winkelverteilung ein Peak auftreten. Weil diese Interpretation der Winkelverteilung aber allein auf diesem einen Meßpunkt basiert, soll ein solcher Peak in seinen Konsequenzen nicht detailliert diskutiert werden, solange dieser Meßpunkt nicht durch weitere Messungen verifiziert ist. Das Maximum der Winkelverteilung von Transferprodukten in Reaktionen unterhalb der Barriere wird bei 180° erwartet. Wenn ein Peak bei 160° existiert, dann könnte das als Anhaltspunkt für ein "Orbiting" betrachtet werden. Aus der Differenz zwischen dem erwarteten "Grazing-Winkel" (180°) und der Peaklage ergäbe sich dann der Rotationswinkel, aus dem wiederum über den Bahndrehimpuls und das Trägheitsmoment eine Wechselwirkungszeit abgeleitet werden könnte. Für die U + U-Reaktion würde das konkret Kontaktzeiten im Bereich kleiner 10^{-21} s bedeuten, in Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Experimente in ähnlich schweren Systemen (z.B. [KRÄ88]). Im Vergleich zu den 10^{-19} s , die für den "spontanen Zerfall des Vakuums" erforderlich sind (s. Kap.6), ist die oben abgeschätzte Zeit aber immer noch viel zu kurz.

8.3.3 Die Steigung der Anregungsfunktionen komplexer Transferkanäle

Es ist interessant, die verschiedenen radiochemisch gemessenen Reaktionskanäle sowohl von ihren absoluten Querschnitten, als auch bezüglich der Steigungen ihrer Anregungsfunktionen zu vergleichen (Abbildung 35 auf Seite 93). Im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ haben die Spaltung und der In-Transfer ähnliche Steigungen und liegen auch grob auf demselben Querschnittsniveau. Die Anregungsfunktion des 2p9n-Transferprodukts ^{227}Th dagegen verläuft viel steiler und auch mit wesentlich geringeren Querschnitten.

Die Steigung der Anregungsfunktionen für die komplexen Transferprodukte ist auch interessant im Hinblick auf die bereits erwähnten Messungen monoenergetischer Positronen in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und auch anderen Schwerionenkollisionen. Die Wirkungsquerschnitte für solche bisher nicht erklärbaren Positronen ändern sich im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ zwischen 5.6 und 5.9 MeV/u nicht wesentlich [TSE87]. Dagegen nehmen die Querschnitte für Multinukleontransferprodukte in demselben Energieintervall um 2 Größenordnungen ab. Das würde bedeuten, daß die rätselhaften Positronenlinien nichts mit den massiven Transferreaktionen zu tun haben. Damit ist aber die Frage nach einem eventuellen Zusammenhang zwischen den Positronenlinien und Kernreaktionen im allgemeinen nicht vollständig beantwortet. Auch die Querschnitte der über große Abstände zu beobachtenden In-Transferprodukte, die einen beträchtlichen Anteil am gesamten Reaktionsquerschnitt haben, fallen in dem genannten Energieintervall nur um einen Faktor 2 ab.

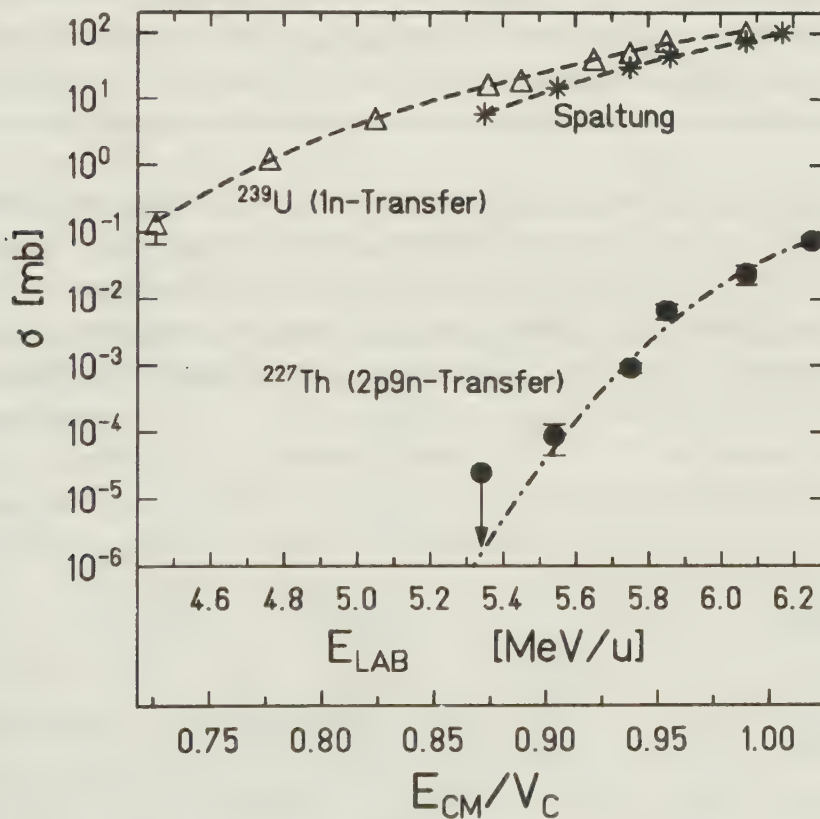


Abbildung 35. Vergleich verschiedener Reaktionskanäle im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$. Die Meßpunkte sind durch frei angepaßte Linien zur Verdeutlichung des Trends verbunden.

Im folgenden werden die Multinukleontransferprodukte als experimentelles Signal für Stöße mit Kernkontakt betrachtet. Wie schon erwähnt, erwartet man unterhalb der Barriere Kernkontakt nur für wenige Stöße mit günstigen Relativorientierungen der deformierten Stoßpartner. Die Frage, welchen Einfluß die Deformation bei diesen niedrigen Energien auf den Kernüberlapp und damit wiederum auf den Transferquerschnitt bei festem Abstand der dichtesten Annäherung hat, ist theoretisch nicht untersucht. Weiterhin ist nicht klar, ob oder inwieweit sich die Steigung der Anregungsfunktionen von Stößen mit Kernkontakt verändert, wenn man unterschiedlich stark deformierte Systeme miteinander vergleicht. Intuitiv erwartet man, daß sich in dem weniger deformierten $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System eine steilere Anregungsfunktion ergibt im Vergleich mit dem stärker deformierten $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System. Eine einfache geometrische Abschätzung des Kernüberlapps für vorgegebenes R_{MIN} und verschiedene Ausrichtungen der Kerne wäre mit sehr hohem numerischen Aufwand verbunden wegen der vielen möglichen Relativorientierungen der beiden Kerne im Raum. Außerdem würde eine solche Abschätzung den Transferprozeß als solchen nicht berücksichtigen. Die experimentelle Antwort auf diese Fragen gibt Abbildung 32 auf Seite 85: die von allen Multinukleontransferprodukten am besten gemessenen ^{227}Th -Anregungsfunktionen verlaufen in den beiden Systemen, $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$, parallel; es ist kein signifikanter Unterschied in den Steigungen zu erkennen. Im $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System wird die typische Steilheit der Kollisionen mit Kernkontakt durch die parallelen Anregungsfunktionen von ^{227}Th , ^{225}Ac und ^{226}Ac bestätigt. Für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System gibt es keine so detaillierten Messungen für die Actiniumisotope. Das Ergebnis dieser Betrachtung ist also, daß die in den beiden betrachteten Systemen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ und $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ unterschiedlichen Deformationen sich nicht signifikant auf die Steilheiten der Anregungsfunktionen auswirken.

Andererseits ist es aber denkbar, daß der Kernüberlapp in stark deformierten Kernen wesentlich früher einsetzt als in weniger deformierten Systemen. Dieses Problem wurde im Rahmen der vorliegenden Messungen nicht speziell untersucht, auch weil direkte Messungen zum Einsetzen von Multinukleontransferreaktionen mit hohem Strahlzeitaufwand verbunden wären. Ein Vergleich der gemessenen Querschnitte in Abbildung 32 auf Seite 85 zeigt, daß noch empfindlichere Messungen bei noch tieferen Energien, insbesondere in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$, notwendig wären. Auch der mit hohem Aufwand im $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System gemessene ^{227}Th -Grenzwert bei 5.34 MeV/u liegt für Aussagen über das Einsetzen von Kernkontakt noch viel zu hoch. Ein alternatives, aber zu ungenaues Verfahren zur Messung des Einsetzens von Stößen mit Kernkontakt ist die Bestimmung der sequentiellen Transferspaltung wie in Kap.7. Für die Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ergab sich eine Energie für das Einsetzen komplexer Transferprodukte von 5.5 ± 0.1 MeV/u. Die Ursache für die Ungenauigkeit in der Bestimmung liegt in dem Problem, daß die experimentellen Spaltquerschnitte neben dem In-Transferspaltungsquerschnitt hohe Coulombspaltquerschnitte enthalten. Letztere induziert auch über große Abstände noch Spaltung. Bei der Subtraktion zweier hoher Querschnitte resultiert aber für die Differenz, in diesem Fall der Transferspaltungsquerschnitte, ein sehr großer Fehler. In der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ wurde die Anregungsfunktion der Spaltung nicht gemessen, vermutlich würde man auch keinen signifikanten Unterschied zum $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System erkennen.

8.3.4 Der Zusammenhang mit den Spaltungsmessungen

Die Messungen integraler Querschnitte für die Spaltung in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ergaben zusammen mit der berechneten Coulombspaltung, daß ab $0.90 V_C$ sequentielle Spaltung nach Transfer mehrerer Nukleonen einsetzt. Da diese Transferprodukte eine endliche Überlebenswahrscheinlichkeit haben, ist deren Beobachtung, auch ab etwa $0.90 V_C$, rein qualitativ konsistent mit den Spaltungsmessungen. Eine mehr quantitative Bilanz kann bei 6.25 MeV/u aufgestellt werden. Mit den Daten, die bei dieser Energie gemessen wurden, konnten in Abschnitt 8.3.1 Elementausbeuten im Bereich $88 \leq Z \leq 91$ abgeschätzt werden. Die Elementausbeuten verlaufen in diesem Z -Bereich ungefähr parallel zur Vorhersage des Wollersheim-Modells, so daß man einen über alle Elemente mit $Z \leq 92$ integrierten tief-inelastischen Querschnitt erhält, der bei 6.25 MeV/u etwa 15 mb beträgt. Da die hier erfaßten Kerne die Donatoren sind, die nach der Argumentation in Kap.8.3.1 kalt gebildet werden, sollten diese 15 mb den primären tief-inelastischen Querschnitt im Bereich $Z \leq 92$ darstellen. Der gesamte primäre, tief-inelastische Querschnitt beträgt dann 30 mb , wovon 15 mb im Spaltquerschnitt auftauchen. Aus der Abbildung 26 auf Seite 72 wird bei 6.25 MeV/u durch geringfügige Extrapolation der Anregungsfunktionen für Spaltung und für Coulombspaltung ein Transferspaltquerschnitt von 100 mb abgeschätzt, was sehr viel größer ist als die eben bestimmten 15 mb für die Spaltung nach tief-inelastischem Transfer. Der Beitrag des $1n$ -Transfers zur Transferspaltung ist, wie in Kap.7 gezeigt wurde, zwar gering, beträgt aber dicht unterhalb der Barriere bereits einige mb . Eine grobe Extrapolation der $1n$ -Transferspaltquerschnitte in Tabelle 11 ergibt bei 6.25 MeV/u mehr als 5 mb . Das zeigt, daß bei dieser Energie die Spaltung nach Transfer von nur wenigen Nukleonen einen wesentlichen Beitrag zur Transferspaltung leistet und damit auch möglicherweise eine quantitative Erklärung des Transferspaltquerschnitts zusammen mit dem tief-inelastischen Transferspaltquerschnitt liefert. Einige der damit angesprochenen Transferreaktionen mit Austausch von wenigen Nukleonen wurden also, obwohl sie offenbar mit hohen Querschnitten gebildet werden, in dieser Arbeit wegen der bereits in Abschnitt 8.1 erwähnten, ungünstigen Zerfallseigenschaften mit der radiochemischen Methode nicht erfaßt.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Kernreaktionen in den Stoßsystemen $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ und $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ bei Energien an und unterhalb der Coulombbarriere untersucht. Bisher war über Kernreaktionen in so schweren Systemen unterhalb der Barriere wenig bekannt. Die vorliegenden Messungen zeigen, daß der Transfer eines Neutrons (In-Transfer) der bei weitem dominierende Reaktionskanal mit Massentransfer ist. Alle anderen Transferkanäle sind um mehr als eine Größenordnung schwächer. Aufgrund der sehr empfindlichen radiochemischen Meßmethode konnte der Transfer von bis zu 15 Nukleonen nachgewiesen werden. Ein von der Stärke her mit dem In-Transfer vergleichbarer Reaktionskanal ist die Spaltung, zusammengesetzt aus Spaltung nach rein elektromagnetischer Anregung (Coulombbspaltung) und Spaltung nach Nukleonentransfer (Transferspaltung).

Der In-Transfer zeigt mit Einschränkungen das typische Verhalten einer quasielastischen Transferreaktion. Die Anregungsfunktionen der integralen Querschnitte werden in einer einfachen, semiklassischen Tunneltheorie beschrieben. Auch die aus den Winkelverteilungen berechneten Transferwahrscheinlichkeiten zeigen für die peripheren Stöße den semiklassisch erwarteten Verlauf. Die Transferwahrscheinlichkeiten sind sehr groß, was auf die Beteiligung einer großen Anzahl angeregter Endzustände hinweist. Für zentrale Stöße zeigen die Winkelverteilungen jedoch beträchtliche Abweichungen von der Vorhersage der semiklassischen Theorie. Die einzige Ausnahme hiervon ist das In-Transferprodukt ^{198g}Au in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$, das mit einem positiven Grundzustands-Q-Wert gebildet wird. Die Größe der Abweichungen scheint grob mit der Energietönung des jeweiligen Transferkanals, in die auch die Coulombanregung eingeht, zu skalieren. Da diese Energie aus der Energie der Relativbewegung entnommen werden muß, scheint hier eine Grundannahme der semiklassischen Theorie, die Bewegung auf ungestörten Rutherford-Trajektorien, entscheidend gestört zu sein. Unabhängig von dieser Interpretation zeigen schematische Rechnungen im Formalismus gekoppelter Kanäle bei zentralen Stößen wie im Experiment im Vergleich zur semiklassischen Theorie deutlich reduzierte Querschnitte. Die Berücksichtigung hinreichend vieler Kanäle in solchen Rechnungen kann deshalb möglicherweise die beobachteten Abweichungen erklären. Durch Variation des Stoßsystems (Verwendung deformierter Kerne (^{238}U) und relativ sphärischer Kerne (^{197}Au) in symmetrischen (U+U, Au+Au) und asymmetrischen (U+Au) Stoßsystemen konnten Einflüsse der statischen Deformation oder das Pauli-Blocking als Ursache für die Abweichungen ausgeschlossen werden. Auch konnte gezeigt werden, daß die Querschnitte für In-Transferspaltung viel kleiner sind als die fehlenden Querschnitte im In-Transfer, so daß auch die Spaltung als Ursache für die Abweichungen auszuschließen

ist. Die Anregungsfunktion für Spaltung im System $U + U$ zeigt, daß für Einschußenergien oberhalb 90% der Barrierenhöhe sequentielle Spaltung nach dem Transfer mehrerer Nukleonen einsetzt. Das ist konsistent mit der Beobachtung überlebender Multinukleontransferprodukte. Diese stammen aus Kollisionen, bei denen die deformierten Kerne bei günstiger Relativorientierung Kernkontakt erreichen. Weder die Winkelverteilungen für den $1n$ -Transfer noch die für Multinukleontransfer ergaben Hinweise auf besonders lange Kernkontaktzeiten ($\sim 10^{-19}s$), die von theoretischer Seite als Erklärung für ein atomphysikalisches Phänomen, die Emission monoenergetischer Positronen im Schwerionenstoß, vorgeschlagen waren.

Literaturangaben

- [BAR75] E. Baron, B. Delaunay, Phys. Rev. A12 (1975) 40
- [BAS80] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer, Berlin (1980)
- [BEL89] R. Bellwied, Dissertation Universität Mainz, 1989
- [BER86] A.M. van den Berg, W. Henning, L.L. Lee, Jr., K.T. Lesko, K.E. Rehm, J.P. Schiffer, G.S.F. Stephans, F.L.H. Wolfs, W.S. Freeman, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 572
- [BET72] H.D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465
- [BRE56] G. Breit, M. E. Ebel, Phys. Rev. 103 (1956) 679
- [BUT66] P.J.A. Buttle, L.J.B. Goldfarb, Nucl. Phys. 78 (1966) 409
- [CLE84] M. Clemente, E. Berdermann, P. Kienle, H. Tsertos, W. Wagner, C. Kozhuharov, F. Bosch, W. Koenig, Phys. Lett. B137 (1984) 41
- [COO76] T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisenberg, S. Kowalski, W. Turchinets, C. Williamson, L. Cardmann, S. Fivozinsky, J. Lightbody, Jr., S. Penner, Phys. Rev. C13 (1976) 1083
- [CRO77] E.A.C. Crouch, Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 417
- [FOL89] H. Folger, W. Hartmann, J. Klemm, W. Thalheimer, Nucl. Instr. and Meth. A282 (1989) 73
- [FRA79] G. Franz, J.V. Kratz, W. Bröchle, H. Folger, B. Haefner, Z. Phys. A291 (1979) 167
- [FRE79] H. Freiesleben, K.D. Hildenbrand, F. Pühlhofer, W.F.W. Schneider, R. Bock, D. v. Harrach, H.J. Specht, Z. Phys. A292 (1979) 171
- [FRE84] H. Freiesleben, J.V. Kratz, Phys. Rev. 106 (1984) 1

- [FUL68] G.H. Fuller, V.W. Cohen, Nuclear Data Tables A5 (1968) 433
- [GÄG88] H.W. Gäggeler, PSI-Bericht Nr.14, 1988
- [GLE83] N.K. Glendenning, Direct Nuclear Reactions, Academic Press 1983
- [GUP87] R.K. Gupta, W. Scheid, Phys. Rev. C36 (1987) 1232
- [GUP88] R.K. Gupta, R. Maass, W. Scheid, Phys. Rev. C37 (1988) 1502
- [GUP89] R.K. Gupta, W. Scheid, Phys. Rev. C40 (1989) 1653
- [HER61] G. Herrmann, Habilitationsschrift (1961)
- [HIM83] G. Himmele, H. Backe, P.A. Butler, D. Habs, V. Metag, H.J. Specht, J.B. Wilhelmy, Nucl. Phys. A404 (1983) 401
- [ISM86] M. Ismail, M. Rashdan, A. Faessler, M. Trefz, H.M.M Mansour, Z. Phys. A323 (1986) 399
- [JUJ87] S. Juutinen, X.T. Liu, S. Sorensen, B. Cox, R.W. Kincaid, C.R. Bingham, M.W. Guidry, W.J. Kernan, C.Y. Wu, E. Vogt, T. Czosnyka, D. Cline, M.L. Halbert, I.Y. Lee, C. Baktash, Phys. Lett. B192 (1987) 307
- [KAT89] M.W. Katoot, V.E. Oberacker, J. Phys. G15 (1989) 333
- [KEL87] H. Keller, R. Bellwied, K. Lützenkirchen, J.V. Kratz, W. Bröchle, H. Gäggeler, K.J. Moody, M. Schädel, G. Wirth, Z. Phys. A328 (1987) 255
- [KIE86] P. Kienle, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 605
- [KRÄ88] M. Krämer, B. Blank, E. Bozek, E. Kankleit, G. Klotz-Engmann, C. Müntz, H. Oeschler, M. Rhein, Phys. Lett. B201 (1988) 215
- [KRI86] R. Krieg, E. Bozek, U. Gollerthan, E. Kankleit, G. Klotz-Engmann, M. Krämer, U. Meyer, H. Oeschler, P. Senger, Phys. Rev. C34 (1986) 562
- [LED78] C.M. Lederer, V.S. Shirley (Hrsg.), Table of Isotopes, Wiley-Interscience, New York, 1978
- [LÖB70] K.E.G. Löbner, M. Vetter, V. Hönig, Nuclear Data Tables A7 (1970) 495
- [NIK68] V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev, Phys. Lett. A28 (1968) 277

- [NOR70] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables A7 (1970) 233
- [OBE77] V. Oberacker, G. Soff, Z. Naturforsch. A32 (1977) 1465
- [OBE85a] V.E. Oberacker, W.T. Pinkston, H. Kruse, Reports on Progress in Physics 48 (1985) 327, und persönliche Mitteilungen
- [OBE85b] V.E. Oberacker, Phys. Rev. C32 (1985) 1793
- [OBE87] V.E. Oberacker, M.W. Katoot, W.T. Pinkston, in Physics of strong fields., W. Greiner, (ed.). New York: Plenum Press (1987), S. 511
- [OER87] W. von Oertzen, H.G. Bohlen, B. Gebauer, R. Künkel, F. Pühlhofer, D. Schüll, Z. Phys. A326 (1987) 463
- [PIE78] S.C. Pieper, M.H. Macfarlane, Code PTOLEMY, Argonne National Laboratory, 1978
- [PIN87] W.T. Pinkston, M.W. Katoot, V.E. Oberacker, in Physics of strong fields., W. Greiner, (ed.). New York: Plenum Press (1987), S. 501
- [PON83] S. Pontoppidan, P.R. Christensen, O. Hansen, F. Videbaek, H.C. Britt, B.H. Erkkila, Y. Patin, R.H. Stokes, M.P. Webb, R.L. Ferguson, F. Plasil und G.R. Young, Phys. Rev. C28 (1983) 2299
- [REH88] K.E. Rehm in: Lecture Notes in Physics 317: Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier, Springer 1988, S. 105
- [REI85] J. Reinhardt, W. Greiner, Phys. Bl. 41 (1985) 38 und 93
- [REU83] U. Reus, W. Westmeier, Atomic Data and Nuclear Data Tables 29 (1983) 1
- [RHO83] M.J. Rhoades-Brown, V.E. Oberacker, M. Seiwert, W. Greiner, Z. Phys. A310 (1983) 287
- [RIE79] C. Riedel, W. Nörenberg, Z. Phys. A290 (1979) 385
- [ROS85] A. De Rosa, G. Inghima, V. Russo, M. Sandoli, G. Fortuna, G. Montagnoli, C. Signorini, A.M. Stefanini, G. Cardella, G. Pappalardo, F. Rizzo, Phys. Lett. B160 (1985) 239
- [RUS85] D.P. Russell, W.T. Pinkston, V.E. Oberacker, Phys. Lett. B15 (1985) 201

- [SAN88] S.J. Sanders, B.B. Back, R.R. Betts, D. Henderson, R.V.F. Janssens, K.E. Rehm, F. Videbaek, Phys. Rev. C37 (1988) 1318
- [SCH78] M. Schädel, J.V. Kratz, H. Ahrens, W. Brüche, G. Franz, H. Gäggeler, I. Warnecke, G. Wirth, G. Herrmann, N. Trautmann, M. Weis, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 469
- [SCH89] U.W. Scherer, Dissertation Universität Mainz, 1989
- [SCH83] J. Schweppe, A. Gruppe, K. Bethge, H. Bokemeyer, T. Cowan, H. Folger, J.S. Greenberg, H. Grein, S. Ito, R. Schüle, D. Schwalm, K.E. Stiebing, N. Trautmann, P. Vincent, M. Waldschmidt, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2261
- [SHI82] K. Shima, T. Ishihara, T. Mikumo, Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 605
- [SEI84] M. Seiwert, W. Greiner, V.E. Oberacker, M.J. Rhoades-Brown, Phys. Rev. C29 (1984) 477
- [STO84] Ch. Stoller, M. Nessi, E. Morenzoni, W. Wölfi, W.E. Meyerhof, J.D. Molitoris, E. Grosse, Ch. Michel, Phys. Rev. 53 (1984) 1329
- [TRA89] N. Trautmann, H. Folger, Nucl. Instr. and Meth. A282 (1989) 102
- [TSE87] H. Tsertos, F. Bosch, P. Kienle, W. König, C. Kozhuharov, E. Berdermann, S. Huchler, W. Wagner, Z.Phys. A326 (1987) 235
- [VAN73] R. Vandenbosch, J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press New York and London, 1973
- [VIO62] V.E. Viola, T. Sikkeland, Phys. Rev. 128 (1962) 767
- [VIO65] V.E. Viola, Nuclear Data 1 (1965) 391
- [WAP85] A.H. Wapstra, G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 55
- [WES85] W. Westmeier, A. Merklin, Physics Data 29-1 (1985)
- [WES79] W. Westmeier, Nucl. Instr. and Meth. 1 163 (1979) 593
- [WIR85] G. Wirth, private Mitteilungen

- [WIR86] G. Wirth, W. Bröchle, M. Brügger, Fan Wo, K. Sümmerer, F. Funke, J.V. Kratz, M. Lerch, N. Trautmann, Phys. Lett. B177 (1986) 282
- [WIR88] G. Wirth, W. Bröchle, Fan Wo, K. Sümmerer, F. Funke, J.V. Kratz, N. Trautmann, V.E. Oberacker, Z. Phys. A330 (1988) 87
- [WOL82] H.J. Wollersheim, W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, Phys. Rev. C25 (1982) 338
- [WOL84] H.J. Wollersheim, GSI-Report 84-34 (1984)
- [WOL87] F.L.H. Wolfs, W. Henning, K.E. Rehm, J.P. Schiffer, Phys. Lett. B196 (1987) 113

Anhang A. ^{239}U -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Integrale ^{239}U -Querschnitte

$E_{\text{LAB}} [\text{MeV/u}]$	$\sigma [\text{mb}]$
4.45	$0.13^{+0.13}_{-0.07}$
4.76	1.24 ± 0.25
5.05	5.02 ± 1.01
5.36	16.3 ± 3.2
5.45	19.1 ± 3.8
5.65	40.1 ± 8.1
5.75	51 ± 10
5.85	75 ± 15
6.07	104 ± 21

Tabelle 14. Integrale ^{239}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ -System

- Die Genauigkeit der Angaben für die Streuwinkel ist nicht so hoch wie die angegebenen Dezimalstellen das anscheinend vorgeben. Die CM-Streuwinkel sind aufgrund der endlichen Strahlfleckgröße auf dem Target nur auf etwa $\pm 1^\circ$ genau, abhängig davon, welcher Laborstreuwinkel betrachtet wird. Da die Daten aus den in den Analysen verwendeten Originaldatensätzen einfach kopiert sind, wurde auf eine Rundung verzichtet.
- Die Querschnittsangaben stammen im allgemeinen ebenfalls aus solchen Originaldatensätzen, so daß auch hier auf eine sinnvollere Rundung verzichtet wurde.
- Es werden immer nur die Streuwinkel der Projektilähnlichen angegeben. Laborwinkel, die zu CM-Winkeln $< 90^\circ$ führen, wurden an 90° gespiegelt.
- Wie in Kap.5 angesprochen, darf man bei einem endlich ausgedehnten Winkelbereich den mittleren Streuwinkel, für den der Wirkungsquerschnitt aufgetragen wird, nicht grundsätzlich als arithmetisches Mittel der den Winkelbereich begrenzenden Winkel berechnen, weil der Querschnitt auch in diesem Winkelbereich einen nicht konstanten Verlauf zeigt. Aus diesem Grund werden auch die den Winkelbereich begrenzenden Winkel neben den Mittelwerten angegeben. Wichtig wird die Berechnung "effektiver mittlerer" Streuwinkel erst bei extrem peripheren Kollisionen mit sehr kleinen Streuwinkeln für Projektilähnliche, was aber in dieser Arbeit nur für das System $\text{U} + \text{Au}$ relevant ist. In den symmetrischen Systemen $\text{U} + \text{U}$ und $\text{Au} + \text{Au}$ reicht die einfache Mittelung aus.

Differentielle ²³⁹U-Querschnitte

Experimentelle Daten

^Θ _{CM} -Bereich [Grad]	5.05 MeV/u	5.36 MeV/u	5.65 MeV/u	5.85 MeV/u
87.39 - 92.36	0.19 ± 0.06	0.85 ± 0.09	3.13 ± 0.27	6.73 ± 0.73
92.36 - 97.90	0.31 ± 0.05	1.01 ± 0.10	2.95 ± 0.23	8.15 ± 0.99
97.90 - 104.16	0.29 ± 0.06	1.44 ± 0.13	4.06 ± 0.32	8.98 ± 0.71
111.34 - 119.76	0.67 ± 0.09	2.26 ± 0.20	5.65 ± 0.42	10.47 ± 1.15
139.72 - 155.29	1.52 ± 0.29	3.76 ± 0.43	8.89 ± 0.81	12.94 ± 1.26
128.11 - 139.72	0.86 ± 0.16	2.73 ± 0.28	6.73 ± 0.60	11.47 ± 0.92
117.58 - 128.11	0.83 ± 0.11	2.55 ± 0.23	6.56 ± 0.52	12.88 ± 1.01
102.59 - 109.41	0.49 ± 0.10	1.57 ± 0.17	4.95 ± 0.39	10.17 ± 0.76
106.31 - 113.35	0.61 ± 0.07	2.03 ± 0.17	5.64 ± 0.44	11.95 ± 0.83
120.73 - 128.27	0.88 ± 0.12	3.00 ± 0.26	7.31 ± 0.63	13.79 ± 1.06
129.35 - 137.09	1.03 ± 0.11	2.94 ± 0.27	7.33 ± 0.61	13.19 ± 1.11
137.09 - 143.60	1.11 ± 0.13	3.54 ± 0.37	8.25 ± 0.85	14.01 ± 1.30
143.60 - 149.93	1.43 ± 0.23	3.87 ± 0.42	9.44 ± 0.99	15.25 ± 1.87
149.93 - 155.57	1.19 ± 0.17	3.71 ± 0.44	7.37 ± 0.79	12.69 ± 1.35
155.57 - 160.89	1.46 ± 0.22	3.73 ± 0.46	8.52 ± 1.08	12.13 ± 1.36
160.89 - 165.83	1.41 ± 0.24	3.82 ± 0.54	8.10 ± 1.07	11.70 ± 1.53
165.83 - 170.83	1.50 ± 0.37	4.55 ± 0.76	8.50 ± 1.38	12.93 ± 2.00

Tabelle 15. Differentielle ²³⁹U-Querschnitte in der Reaktion ²³⁸U + ²³⁸U
Angaben in [mb/sr]; unkorrigierte experimentelle Daten, aber mit Normierung versehen. Der bei 5.85 MeV/u und 111.34^o - 119.76^o angegebene Wert wurde nicht hier, sondern im Bereich 104.16^o - 111.34^o gemessen.

^Θ _{CM} -Bereich [Grad]	6.07 MeV/u
87.39 - 92.36	11.6 ± 0.7
92.36 - 97.90	13.1 ± 0.8
97.90 - 104.16	17.3 ± 1.3
104.16 - 111.34	21.4 ± 1.6
111.34 - 119.76	19.9 ± 1.5
119.76 - 129.80	20.3 ± 1.5
129.80 - 142.03	19.7 ± 1.0
142.03 - 157.26	11.9 ± 1.3
157.26 - 179.00	9.2 ± 1.7

Tabelle 16. Fortsetzung von Tabelle 15

Auf Anteile Target- bzw. Projektilähnlicher korrigierte Daten

Θ_{CM} [Grad]	5.05 MeV/u	5.36 MeV/u	5.65 MeV/u	5.85 MeV/u
89.88	0.095 ± 0.028	0.419 ± 0.043	1.548 ± 0.137	3.329 ± 0.360
95.13	0.230 ± 0.040	0.749 ± 0.076	2.140 ± 0.170	5.838 ± 0.709
101.03	0.268 ± 0.050	1.302 ± 0.117	3.627 ± 0.283	7.930 ± 0.625
115.55	0.668 ± 0.090	2.253 ± 0.195	5.625 ± 0.420	10.120 ± 1.108
147.50	1.522 ± 0.290	3.757 ± 0.430	8.886 ± 0.809	12.943 ± 1.255
133.91	0.855 ± 0.155	2.735 ± 0.284	6.733 ± 0.599	11.471 ± 0.923
122.85	0.827 ± 0.106	2.551 ± 0.232	6.554 ± 0.511	12.872 ± 1.005
106.00	0.480 ± 0.095	1.517 ± 0.160	4.739 ± 0.374	9.691 ± 0.731
109.83	0.599 ± 0.070	1.999 ± 0.170	5.539 ± 0.428	11.683 ± 0.813
124.50	0.882 ± 0.121	3.000 ± 0.258	7.304 ± 0.631	13.783 ± 1.057
133.22	1.032 ± 0.111	2.943 ± 0.268	7.332 ± 0.603	13.192 ± 1.106
140.35	1.113 ± 0.134	3.541 ± 0.367	8.254 ± 0.849	14.007 ± 1.297
146.76	1.428 ± 0.234	3.874 ± 0.426	9.443 ± 0.936	15.245 ± 1.870
152.75	1.188 ± 0.175	3.707 ± 0.436	7.373 ± 0.788	12.693 ± 1.355
158.23	1.462 ± 0.217	3.732 ± 0.460	8.520 ± 1.083	12.128 ± 1.363
163.36	1.411 ± 0.242	3.824 ± 0.544	8.099 ± 1.070	11.704 ± 1.530
168.33	1.507 ± 0.367	4.547 ± 0.764	8.495 ± 1.379	12.926 ± 2.003

Tabelle 17. ^{239}U -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$
Angaben in [mb.sr]. Der bei 5.85 MeV/u und 115.55° angegebene Wert wurde nicht hier, sondern bei 107.75° gemessen.

Θ_{CM} [Grad]	6.07 MeV/u
89.88	5.715 ± 0.384
95.13	9.241 ± 0.606
101.03	15.105 ± 1.128
107.75	20.610 ± 1.550
115.55	19.714 ± 1.452
124.78	20.268 ± 1.512
135.91	19.701 ± 0.981
149.64	11.887 ± 1.317
168.63	9.252 ± 1.654

Tabelle 18. Fortsetzung von Tabelle 17

Anhang B. Differentielle Transferquerschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$

Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ -System

- Bezüglich der Genauigkeit der Angaben für die Streuwinkel und die Anzahl der Dezimalstellen bei den Querschnitten gilt das gleiche wie bei den U + U-Daten.
- Die angegebenen Streuwinkel sind die arithmetischen Mittelwerte für die Winkelbereiche.
- Die Querschnittsangaben erfolgen alle in [mb/sr].
- Bei jeder Energie werden sowohl die gemessenen (Spalte "exp.") als auch die im semiklassischen Modell auf Anteile targetähnlicher Transferprodukte korrigierten (Spalte "korr.") Wirkungsquerschnitte projektilähnlicher Kerne angegeben. Das Verfahren hierzu wurde in Kap.4 vorgestellt.
- Bei den ^{199}Au -Daten werden nur die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte angegeben, da die Qualität der Daten insbesondere bei den peripheren Stößen keine sinnvolle semiklassische Analyse zulassen und deshalb auch keine Korrektur auf die Anteile targetähnlicher Querschnitte in den Querschnitten für die Projektilähnlichen gemacht wurde.

Au-198g	4.76 MeV/u		5.06 MeV/u		5.35 MeV/u		5.56 MeV/u	
	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.
Θ_{CM} [Grad]								
112.18	0.315 ± 0.017	0.313 ± 0.017	-	-	3.579 ± 0.248	3.543 ± 0.245	7.737 ± 0.391	7.641 ± 0.386
104.70	0.184 ± 0.010	0.178 ± 0.010	0.681 ± 0.038	0.653 ± 0.036	2.417 ± 0.122	2.294 ± 0.116	4.642 ± 0.237	4.373 ± 0.223
98.24	0.115 ± 0.011	0.099 ± 0.009	0.408 ± 0.032	0.346 ± 0.027	1.431 ± 0.075	1.192 ± 0.062	4.263 ± 0.217	3.503 ± 0.178
92.58	0.096 ± 0.006	0.061 ± 0.004	0.397 ± 0.043	0.250 ± 0.027	1.374 ± 0.074	0.855 ± 0.046	3.079 ± 0.156	1.898 ± 0.096
92.40	0.083 ± 0.007	0.052 ± 0.005	0.323 ± 0.035	0.201 ± 0.022	1.316 ± 0.075	0.808 ± 0.046	2.931 ± 0.150	1.784 ± 0.091
97.05	0.098 ± 0.007	0.081 ± 0.005	-	-	1.830 ± 0.105	1.460 ± 0.084	3.527 ± 0.182	2.776 ± 0.143
103.23	0.141 ± 0.008	0.134 ± 0.007	0.516 ± 0.028	0.486 ± 0.027	2.074 ± 0.105	1.931 ± 0.097	4.158 ± 0.209	3.838 ± 0.193
110.85	0.232 ± 0.012	0.230 ± 0.012	0.798 ± 0.049	0.790 ± 0.049	2.727 ± 0.139	2.690 ± 0.137	5.721 ± 0.287	5.627 ± 0.283
118.02	0.336 ± 0.018	0.336 ± 0.018	1.088 ± 0.073	1.087 ± 0.072	3.597 ± 0.182	3.589 ± 0.182	7.573 ± 0.381	7.551 ± 0.380
125.18	0.451 ± 0.024	0.451 ± 0.024	1.399 ± 0.086	1.399 ± 0.086	4.626 ± 0.232	4.625 ± 0.232	9.801 ± 0.494	9.797 ± 0.494
134.95	0.606 ± 0.033	0.606 ± 0.033	1.826 ± 0.105	1.826 ± 0.105	5.503 ± 0.276	5.503 ± 0.276	10.856 ± 0.548	10.856 ± 0.548
141.71	0.702 ± 0.037	0.702 ± 0.036	2.165 ± 0.130	2.165 ± 0.130	6.605 ± 0.332	6.605 ± 0.332	12.135 ± 0.610	12.135 ± 0.610
147.85	0.797 ± 0.042	0.797 ± 0.042	2.438 ± 0.145	2.439 ± 0.145	6.860 ± 0.345	6.860 ± 0.345	12.286 ± 0.618	12.286 ± 0.618
153.50	0.890 ± 0.048	0.890 ± 0.048	2.619 ± 0.142	2.619 ± 0.142	7.388 ± 0.372	7.388 ± 0.372	11.921 ± 0.599	11.921 ± 0.599
158.78	1.015 ± 0.053	1.015 ± 0.053	2.989 ± 0.165	2.989 ± 0.165	8.257 ± 0.415	8.257 ± 0.414	13.383 ± 0.675	13.383 ± 0.675
163.77	1.013 ± 0.053	1.013 ± 0.053	3.192 ± 0.171	3.192 ± 0.171	8.407 ± 0.423	8.407 ± 0.423	13.126 ± 0.665	13.126 ± 0.665
168.55	1.087 ± 0.058	1.087 ± 0.058	3.390 ± 0.259	3.390 ± 0.259	9.191 ± 0.467	9.191 ± 0.467	13.193 ± 0.664	13.193 ± 0.664
173.19	1.252 ± 0.081	1.252 ± 0.081	-	-	9.178 ± 0.476	9.178 ± 0.476	12.618 ± 0.680	12.618 ± 0.679

Tabelle 19. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr].

Au-198m	5.06 MeV/u		5.35 MeV/u		5.56 MeV/u	
	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.
Θ_{CM} [Grad]						
104.70	-	-	0.116 ± 0.007	0.111 ± 0.007	0.201 ± 0.019	0.191 ± 0.018
98.24	-	-	0.079 ± 0.015	0.066 ± 0.013	0.237 ± 0.018	0.197 ± 0.015
92.58	-	-	-	-	0.152 ± 0.011	0.094 ± 0.007
92.40	-	-	-	-	0.134 ± 0.013	0.082 ± 0.008
97.05	-	-	-	-	0.179 ± 0.029	0.143 ± 0.023
103.23	-	-	0.075 ± 0.005	0.071 ± 0.004	0.218 ± 0.015	0.202 ± 0.014
110.85	-	-	0.141 ± 0.010	0.139 ± 0.010	0.288 ± 0.016	0.284 ± 0.016
118.02	-	-	0.186 ± 0.014	0.186 ± 0.014	0.522 ± 0.061	0.521 ± 0.061
125.18	0.049 ± 0.005	0.049 ± 0.005	0.222 ± 0.012	0.222 ± 0.012	0.590 ± 0.037	0.590 ± 0.037
134.95	0.065 ± 0.007	0.065 ± 0.007	0.322 ± 0.017	0.322 ± 0.017	0.854 ± 0.053	0.854 ± 0.053
141.71	0.104 ± 0.019	0.104 ± 0.019	0.356 ± 0.026	0.356 ± 0.026	0.813 ± 0.050	0.813 ± 0.050
147.85	-	-	0.400 ± 0.022	0.400 ± 0.022	0.887 ± 0.057	0.887 ± 0.057
153.50	0.086 ± 0.010	0.086 ± 0.010	0.382 ± 0.025	0.382 ± 0.025	0.859 ± 0.048	0.859 ± 0.048
158.78	0.098 ± 0.013	0.098 ± 0.013	0.379 ± 0.022	0.379 ± 0.022	0.663 ± 0.041	0.663 ± 0.041
163.77	-	-	0.418 ± 0.026	0.418 ± 0.026	0.561 ± 0.042	0.561 ± 0.042
168.55	-	-	0.363 ± 0.027	0.363 ± 0.027	0.664 ± 0.043	0.664 ± 0.043
173.19	-	-	0.389 ± 0.051	0.389 ± 0.051	0.774 ± 0.095	0.774 ± 0.095

Tabelle 20. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr].

Au-196g	4.76 MeV/u		5.06 MeV/u		5.35 MeV/u		5.56 MeV/u	
	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.
$^{\circ}\text{CM}$ [Grad]								
111.39	0.241 ± 0.015	0.239 ± 0.014	-	-	2.612 ± 0.168	2.580 ± 0.165	6.224 ± 0.472	6.129 ± 0.465
104.01	0.120 ± 0.012	0.115 ± 0.012	0.508 ± 0.029	0.483 ± 0.028	1.977 ± 0.105	1.858 ± 0.099	3.472 ± 0.221	3.236 ± 0.206
97.63	-	-	0.348 ± 0.030	0.288 ± 0.025	1.140 ± 0.086	0.927 ± 0.070	3.137 ± 0.223	2.515 ± 0.179
92.02	0.079 ± 0.005	0.048 ± 0.003	0.252 ± 0.074	0.152 ± 0.045	1.067 ± 0.114	0.635 ± 0.068	2.665 ± 0.163	1.575 ± 0.096
92.38	0.074 ± 0.007	0.046 ± 0.005	0.213 ± 0.039	0.132 ± 0.024	0.928 ± 0.075	0.567 ± 0.046	2.110 ± 0.135	1.279 ± 0.082
97.52	0.086 ± 0.008	0.072 ± 0.007	-	-	1.298 ± 0.079	1.051 ± 0.064	3.261 ± 0.269	2.606 ± 0.215
103.65	0.125 ± 0.009	0.120 ± 0.009	0.349 ± 0.042	0.330 ± 0.040	1.544 ± 0.084	1.443 ± 0.078	3.600 ± 0.188	3.337 ± 0.174
111.21	0.176 ± 0.010	0.175 ± 0.010	0.743 ± 0.054	0.736 ± 0.053	2.244 ± 0.147	2.215 ± 0.145	4.597 ± 0.274	4.525 ± 0.269
118.35	0.268 ± 0.019	0.268 ± 0.019	1.027 ± 0.072	1.026 ± 0.072	2.810 ± 0.153	2.804 ± 0.153	5.974 ± 0.328	5.957 ± 0.327
125.46	0.363 ± 0.020	0.363 ± 0.019	1.153 ± 0.068	1.153 ± 0.068	3.569 ± 0.219	3.569 ± 0.219	7.550 ± 0.420	7.548 ± 0.420
135.16	0.482 ± 0.037	0.482 ± 0.037	1.388 ± 0.093	1.388 ± 0.093	4.406 ± 0.257	4.406 ± 0.257	10.366 ± 0.550	10.366 ± 0.550
141.89	0.574 ± 0.032	0.574 ± 0.032	1.738 ± 0.143	1.738 ± 0.143	5.456 ± 0.373	5.456 ± 0.373	10.795 ± 0.721	10.795 ± 0.721
148.00	0.701 ± 0.038	0.701 ± 0.038	2.143 ± 0.141	2.142 ± 0.141	5.760 ± 0.315	5.759 ± 0.315	11.227 ± 0.587	11.227 ± 0.587
153.62	0.718 ± 0.038	0.718 ± 0.038	1.935 ± 0.125	1.935 ± 0.125	6.057 ± 0.326	6.057 ± 0.326	10.752 ± 0.588	10.752 ± 0.588

Tabelle 21. Differentielle ^{196}gAu -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb, sr].

Au-196m2 Θ_{CM} [Grad]	4.76 MeV/u		5.06 MeV/u		5.35 MeV/u		5.56 MeV/u	
	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.	exp.	korr.
111.39	-	-	-	-	-	-	0.920 $\pm$ 0.051	0.917 $\pm$ 0.051
104.01	-	-	0.030 $\pm$ 0.005	0.029 $\pm$ 0.005	0.213 $\pm$ 0.013	0.209 $\pm$ 0.012	0.497 $\pm$ 0.026	0.484 $\pm$ 0.026
97.63	-	-	-	-	0.106 $\pm$ 0.009	0.094 $\pm$ 0.008	0.396 $\pm$ 0.024	0.346 $\pm$ 0.021
92.02	-	-	-	-	0.096 $\pm$ 0.018	0.060 $\pm$ 0.012	0.268 $\pm$ 0.028	0.168 $\pm$ 0.017
92.38	-	-	-	-	0.068 $\pm$ 0.010	0.044 $\pm$ 0.007	0.202 $\pm$ 0.013	0.131 $\pm$ 0.008
97.52	-	-	-	-	-	-	0.261 $\pm$ 0.047	0.227 $\pm$ 0.041
103.65	-	-	-	-	0.169 $\pm$ 0.009	0.165 $\pm$ 0.009	0.433 $\pm$ 0.026	0.421 $\pm$ 0.025
111.21	0.010 $\pm$ 0.001	0.010 $\pm$ 0.001	-	-	0.293 $\pm$ 0.017	0.292 $\pm$ 0.017	0.681 $\pm$ 0.035	0.678 $\pm$ 0.034
118.35	-	-	0.097 $\pm$ 0.022	0.097 $\pm$ 0.022	0.444 $\pm$ 0.032	0.443 $\pm$ 0.032	1.058 $\pm$ 0.054	1.058 $\pm$ 0.054
125.46	-	-	0.104 $\pm$ 0.008	0.104 $\pm$ 0.008	0.524 $\pm$ 0.027	0.524 $\pm$ 0.027	1.458 $\pm$ 0.081	1.458 $\pm$ 0.081
135.16	0.032 $\pm$ 0.005	0.032 $\pm$ 0.005	0.164 $\pm$ 0.013	0.164 $\pm$ 0.013	0.748 $\pm$ 0.041	0.748 $\pm$ 0.041	1.832 $\pm$ 0.096	1.832 $\pm$ 0.096
141.89	0.048 $\pm$ 0.006	0.048 $\pm$ 0.006	0.234 $\pm$ 0.019	0.234 $\pm$ 0.019	0.907 $\pm$ 0.060	0.907 $\pm$ 0.060	2.104 $\pm$ 0.124	2.104 $\pm$ 0.124
148.00	0.060 $\pm$ 0.007	0.061 $\pm$ 0.007	0.235 $\pm$ 0.019	0.235 $\pm$ 0.019	0.974 $\pm$ 0.051	0.974 $\pm$ 0.051	2.101 $\pm$ 0.109	2.101 $\pm$ 0.109
153.62	0.056 $\pm$ 0.005	0.056 $\pm$ 0.005	0.254 $\pm$ 0.015	0.254 $\pm$ 0.015	1.020 $\pm$ 0.058	1.020 $\pm$ 0.058	2.054 $\pm$ 0.173	2.054 $\pm$ 0.173

Tabelle 22. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb sr].

Θ_{CM} [Grad]	5.06 MeV/u	5.35 MeV/u	5.56 MeV/u
112.58	-	-	0.434 ± 0.080
105.04	-	0.053 ± 0.018	0.184 ± 0.020
92.85	-	-	0.089 ± 0.028
103.01	-	0.040 ± 0.014	0.114 ± 0.021
110.66	-	-	0.199 ± 0.019
117.87	-	0.138 ± 0.018	0.432 ± 0.048
125.04	-	0.221 ± 0.016	0.888 ± 0.070
134.83	0.115 ± 0.034	0.532 ± 0.051	1.369 ± 0.103
141.61	-	0.843 ± 0.043	2.237 ± 0.134
147.77	0.203 ± 0.099	0.908 ± 0.072	2.936 ± 0.204
153.44	0.256 ± 0.042	1.102 ± 0.112	3.219 ± 0.197
158.74	0.240 ± 0.042	1.377 ± 0.136	3.842 ± 0.209
163.74	0.312 ± 0.083	1.440 ± 0.137	4.246 ± 0.225
168.52	0.439 ± 0.149	1.476 ± 0.201	4.532 ± 0.266
173.18	-	1.591 ± 0.169	4.133 ± 0.338

Tabelle 23. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr]. Die Tabelle enthält nur experimentell gemessenen Querschnitte.

Anhang C. Differentielle Transferquerschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Bemerkungen zu den folgenden Tabellen für das $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ -System

- Bezüglich der Genauigkeit der Angaben für die Streuwinkel und die Anzahl der Dezimalstellen bei den Querschnitten gilt das gleiche wie bei den U + U- und den Au + Au-Daten.
- Es wird immer der jeweilige Streuwinkelbereich angegeben. Im Gegensatz zu den Abbildungen der Kapitel 4-6 und den bisherigen Tabellen der U + U- und Au + Au-Daten ist hier der Streuwinkel der targetähnlichen Transferprodukte angegeben.
- Die Querschnittsangaben erfolgen alle in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.36 MeV/u	5.66 MeV/u	5.76 MeV/u	5.81 MeV/u	5.86 MeV/u	5.91 MeV/u	5.96 MeV/u
137.78 - 174.36	-	-	< 0.0025	-	< 0.0014	< 0.0018	< 0.0013
125.94 - 174.36	< 0.0017	< 0.0023	-	< 0.0059	-	-	-
116.26 - 137.78	-	-	0.0551 $\pm$ 0.0102	-	-	-	-
108.16 - 125.94	0.0468 $\pm$ 0.0098	-	-	-	-	-	-
125.94 - 137.78	-	-	-	-	-	-	-
116.26 - 125.94	-	0.0538 $\pm$ 0.0170	-	0.0699 $\pm$ 0.0113	< 0.0149	< 0.0227	< 0.0092
108.16 - 116.26	-	-	0.5060 $\pm$ 0.0620	0.5197 $\pm$ 0.0616	0.1754 $\pm$ 0.1136	0.1331 $\pm$ 0.0205	0.2036 $\pm$ 0.0376
101.26 - 108.16	0.2472 $\pm$ 0.0327	-	1.2494 $\pm$ 0.0867	-	0.7663 $\pm$ 0.1020	0.8278 $\pm$ 0.0647	1.1095 $\pm$ 0.0696
95.26 - 101.26	-	-	2.9873 $\pm$ 0.1724	-	1.7220 $\pm$ 0.1209	2.3445 $\pm$ 0.1712	3.2000 $\pm$ 0.1983
89.93 - 95.26	1.2406 $\pm$ 0.0733	3.8161 $\pm$ 0.2640	5.8045 $\pm$ 0.3154	6.5043 $\pm$ 0.5246	4.4318 $\pm$ 0.2485	5.2985 $\pm$ 0.3113	5.7484 $\pm$ 0.3071
85.14 - 89.93	1.9433 $\pm$ 0.1228	5.5688 $\pm$ 0.3695	7.8375 $\pm$ 0.4153	10.0375 $\pm$ 0.5397	7.4017 $\pm$ 0.3825	10.0076 $\pm$ 0.5185	10.8515 $\pm$ 0.6124
80.75 - 85.14	2.8277 $\pm$ 0.1652	8.3375 $\pm$ 0.4416	11.2071 $\pm$ 0.5607	12.3798 $\pm$ 0.6562	11.5317 $\pm$ 0.6084	14.1259 $\pm$ 0.7440	15.9439 $\pm$ 0.8484
76.66 - 80.75	4.2425 $\pm$ 0.2906	-	14.1539 $\pm$ 0.7522	17.6696 $\pm$ 0.9195	15.5024 $\pm$ 0.8042	19.1878 $\pm$ 1.0032	19.5178 $\pm$ 1.0069
72.80 - 76.66	-	14.6415 $\pm$ 0.7832	19.1130 $\pm$ 0.9890	21.3477 $\pm$ 1.1071	20.0704 $\pm$ 1.0460	23.6335 $\pm$ 1.2308	26.8140 $\pm$ 1.3952
69.10 - 72.80	6.7735 $\pm$ 0.3841	-	22.1120 $\pm$ 1.1612	-	24.1157 $\pm$ 1.2729	31.4394 $\pm$ 1.6065	33.4036 $\pm$ 1.8735
65.51 - 69.10	6.5754 $\pm$ 0.3562	18.3432 $\pm$ 0.9726	25.2578 $\pm$ 1.4795	29.3096 $\pm$ 1.5181	29.0630 $\pm$ 1.4930	36.1852 $\pm$ 1.8406	40.8623 $\pm$ 2.1457
61.97 - 65.51	8.1961 $\pm$ 1.1433	-	30.1573 $\pm$ 1.5980	-	34.0881 $\pm$ 1.7871	41.9054 $\pm$ 2.1561	46.9481 $\pm$ 2.4071
58.44 - 61.97	10.1892 $\pm$ 0.5634	-	33.8886 $\pm$ 1.7873	36.5600 $\pm$ 1.9153	39.1331 $\pm$ 2.1089	44.6953 $\pm$ 2.3873	51.3893 $\pm$ 3.1538
54.86 - 58.44	11.5749 $\pm$ 0.8563	28.9863 $\pm$ 1.5220	34.7101 $\pm$ 1.8939	-	41.7950 $\pm$ 2.1556	51.9223 $\pm$ 2.6475	59.1152 $\pm$ 2.9970
51.20 - 54.86	12.6162 $\pm$ 0.8543	-	37.0653 $\pm$ 1.9476	44.6480 $\pm$ 2.3545	48.0414 $\pm$ 2.5468	54.7436 $\pm$ 2.8222	50.5853 $\pm$ 2.5716
43.79 - 51.20	-	-	43.4257 $\pm$ 2.1832	-	51.3077 $\pm$ 3.1330	55.8723 $\pm$ 2.9166	55.0741 $\pm$ 2.8549
37.08 - 43.79	18.3162 $\pm$ 0.9497	39.5676 $\pm$ 1.9970	46.1762 $\pm$ 2.3408	-	-	59.2886 $\pm$ 3.3515	-
30.91 - 37.08	19.0423 $\pm$ 1.0378	-	50.2218 $\pm$ 2.6066	-	-	58.5547 $\pm$ 3.0932	-
25.18 - 30.91	21.9627 $\pm$ 1.1591	41.3526 $\pm$ 2.1206	51.3455 $\pm$ 2.6082	-	-	61.9353 $\pm$ 8.0539	-
19.77 - 25.18	23.0565 $\pm$ 1.1969	-	52.6552 $\pm$ 2.7005	-	-	56.1659 $\pm$ 3.1788	-
14.62 - 19.77	22.5852 $\pm$ 1.1851	44.3312 $\pm$ 2.3245	48.8627 $\pm$ 2.5214	-	-	57.8182 $\pm$ 2.9392	-
9.65 - 14.62	23.8197 $\pm$ 1.2746	-	47.7233 $\pm$ 2.5069	-	-	56.6308 $\pm$ 2.9100	-
4.80 - 9.65	24.7352 $\pm$ 1.5637	-	51.3123 $\pm$ 3.3493	-	-	52.1254 $\pm$ 3.1375	-

Tabelle 24. Differentielle ^{198g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	6.01 MeV/u	6.06 MeV/u	6.11 MeV/u	6.16 MeV/u	6.25 MeV/u	6.52 MeV/u
137.78 - 174.36	< 0.0025	< 0.0020	< 0.0018	< 0.0015	< 0.0025	-
152.57 - 174.36	-	-	-	-	-	< 0.0052
137.78 - 152.57	-	-	-	-	-	< 0.0408
125.94 - 137.78	< 0.0349	< 0.0103	< 0.0240	0.0290 $\pm$ 0.0121	0.0366 $\pm$ 0.0072	0.1112 $\pm$ 0.0249
116.26 - 125.94	0.2635 $\pm$ 0.0660	0.1904 $\pm$ 0.0246	0.2547 $\pm$ 0.0360	0.3693 $\pm$ 0.0477	0.4944 $\pm$ 0.0580	1.7186 $\pm$ 0.7015
108.16 - 116.26	-	1.3143 $\pm$ 0.0836	1.5795 $\pm$ 0.1332	1.8613 $\pm$ 0.1320	2.9415 $\pm$ 0.1590	6.8444 $\pm$ 0.3586
101.26 - 108.16	-	3.2482 $\pm$ 0.1773	-	4.6748 $\pm$ 0.2481	6.6571 $\pm$ 0.3468	19.2767 $\pm$ 0.9961
95.26 - 101.26	-	7.8433 $\pm$ 0.4110	-	10.8306 $\pm$ 0.5613	15.0964 $\pm$ 0.7716	38.4418 $\pm$ 1.9595
89.93 - 95.26	12.5695 $\pm$ 0.6533	13.9966 $\pm$ 0.7335	16.1236 $\pm$ 0.8516	17.1802 $\pm$ 0.9105	24.5353 $\pm$ 1.2571	59.3210 $\pm$ 3.0507
85.14 - 89.93	19.1125 $\pm$ 1.0130	19.6014 $\pm$ 1.0575	22.8251 $\pm$ 1.1776	26.4764 $\pm$ 1.3821	35.6431 $\pm$ 1.8056	77.5502 $\pm$ 3.9462
80.75 - 85.14	26.0327 $\pm$ 1.3726	25.1783 $\pm$ 1.3435	31.3096 $\pm$ 1.6122	36.3687 $\pm$ 1.8911	44.0076 $\pm$ 2.2647	85.9715 $\pm$ 4.3794
76.66 - 80.75	-	32.9164 $\pm$ 1.6983	39.4924 $\pm$ 2.0538	42.6437 $\pm$ 2.1923	53.1180 $\pm$ 2.7493	95.1971 $\pm$ 4.8757
72.80 - 76.66	37.5987 $\pm$ 1.9128	42.9111 $\pm$ 2.2053	48.4980 $\pm$ 2.5097	51.1836 $\pm$ 2.6133	58.3975 $\pm$ 2.9607	91.6052 $\pm$ 4.6881
69.10 - 72.80	-	47.0845 $\pm$ 2.4257	-	59.5082 $\pm$ 3.0406	65.3129 $\pm$ 3.3213	81.5993 $\pm$ 4.2114
65.51 - 69.10	53.2020 $\pm$ 2.7518	50.6256 $\pm$ 2.6275	56.1748 $\pm$ 2.9371	58.8833 $\pm$ 3.0036	65.3794 $\pm$ 3.3637	67.4494 $\pm$ 3.4453
61.97 - 65.51	-	50.6301 $\pm$ 2.6012	-	65.0532 $\pm$ 3.3251	68.0436 $\pm$ 3.4431	56.7260 $\pm$ 3.0354
58.44 - 61.97	-	57.5432 $\pm$ 2.9764	55.8283 $\pm$ 2.9065	66.8321 $\pm$ 3.4075	62.0209 $\pm$ 3.1244	44.5865 $\pm$ 2.5619
54.86 - 58.44	66.1669 $\pm$ 3.4235	56.0156 $\pm$ 2.8567	-	60.9078 $\pm$ 3.1162	52.6400 $\pm$ 2.8529	32.1907 $\pm$ 1.7689
51.20 - 54.86	-	60.3371 $\pm$ 3.1477	-	67.7950 $\pm$ 3.5950	52.5300 $\pm$ 2.6832	27.9611 $\pm$ 1.7032
43.79 - 51.20	-	46.3038 $\pm$ 2.3570	-	52.3277 $\pm$ 2.6819	40.1326 $\pm$ 2.0389	16.8134 $\pm$ 0.9375
37.08 - 43.79	59.3766 $\pm$ 3.0365	45.7066 $\pm$ 2.3365	-	47.3671 $\pm$ 2.4360	30.3257 $\pm$ 1.5344	9.7619 $\pm$ 0.5570
30.91 - 37.08	-	42.4905 $\pm$ 2.1706	-	36.9621 $\pm$ 1.9346	27.1804 $\pm$ 1.3701	5.6979 $\pm$ 0.4112
25.18 - 30.91	54.6494 $\pm$ 2.8026	38.8341 $\pm$ 2.0311	-	29.6808 $\pm$ 1.5893	20.7576 $\pm$ 1.0570	4.9558 $\pm$ 1.5099
19.77 - 25.18	-	35.4335 $\pm$ 1.8826	-	25.3056 $\pm$ 1.3119	15.2272 $\pm$ 0.8225	5.0922 $\pm$ 0.5255
14.62 - 19.77	46.1294 $\pm$ 2.6219	32.2714 $\pm$ 1.8530	-	22.1536 $\pm$ 1.2269	15.1671 $\pm$ 0.8847	3.2943 $\pm$ 0.3150
9.65 - 14.62	-	30.3599 $\pm$ 1.6201	-	-	11.9623 $\pm$ 0.6693	-
4.80 - 9.65	-	28.7062 $\pm$ 2.1161	-	-	12.4513 $\pm$ 0.9321	-

Tabelle 25. Differentielle ^{198}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.26 MeV/u	5.56 MeV/u
108.16 - 125.94	0.0260 $\pm$ 0.0029	0.0969 $\pm$ 0.0061
95.26 - 108.16	0.2982 $\pm$ 0.0155	0.9887 $\pm$ 0.0499
89.93 - 95.26	0.8380 $\pm$ 0.0493	2.7080 $\pm$ 0.1547
85.14 - 89.93	1.2552 $\pm$ 0.0686	4.3474 $\pm$ 0.2238
80.75 - 85.14	1.8740 $\pm$ 0.0958	5.6483 $\pm$ 0.2838
72.80 - 80.75	2.8658 $\pm$ 0.1457	8.8452 $\pm$ 0.4452
65.51 - 72.80	4.3994 $\pm$ 0.2211	12.5268 $\pm$ 0.6285
58.44 - 65.51	6.4830 $\pm$ 0.3262	17.7038 $\pm$ 0.8869
51.20 - 58.44	8.7085 $\pm$ 0.4407	22.0942 $\pm$ 1.1080
41.51 - 48.61	10.3606 $\pm$ 0.5209	27.8186 $\pm$ 1.3927
35.09 - 41.51	12.7936 $\pm$ 0.6414	31.9767 $\pm$ 1.6002
29.22 - 35.09	13.5721 $\pm$ 0.6807	32.6411 $\pm$ 1.6337
23.78 - 29.22	16.5226 $\pm$ 0.8308	40.9015 $\pm$ 2.0488
18.66 - 23.78	16.7140 $\pm$ 0.8383	39.0721 $\pm$ 1.9598
13.79 - 18.66	17.0646 $\pm$ 0.8598	38.8534 $\pm$ 1.9480
9.10 - 13.79	17.1162 $\pm$ 0.8656	38.2713 $\pm$ 1.9245
4.52 - 9.10	15.8681 $\pm$ 0.8005	33.1701 $\pm$ 1.6695

Tabelle 26. Differentielle ^{198}gAu -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.36 MeV/u	5.66 MeV/u	5.76 MeV/u	5.81 MeV/u	5.86 MeV/u	5.91 MeV/u	5.96 MeV/u
101.26 - 108.16	-	-	-	-	-	0.1247 $\pm$ 0.0464	-
95.26 - 101.26	-	-	-	-	0.2803 $\pm$ 0.0775	0.3774 $\pm$ 0.2932	-
89.93 - 95.26	-	0.2840 $\pm$ 0.1666	0.3856 $\pm$ 0.1250	-	0.3513 $\pm$ 0.0410	0.4391 $\pm$ 0.0668	0.5324 $\pm$ 0.0736
85.14 - 89.93	-	-	0.4660 $\pm$ 0.0434	0.5118 $\pm$ 0.1204	0.5026 $\pm$ 0.1308	0.9197 $\pm$ 0.1192	0.9228 $\pm$ 0.1494
80.75 - 85.14	-	0.3786 $\pm$ 0.0777	0.8426 $\pm$ 0.0467	0.9080 $\pm$ 0.1242	0.9766 $\pm$ 0.0856	1.3268 $\pm$ 0.1465	1.7305 $\pm$ 0.1084
76.66 - 80.75	-	-	1.0565 $\pm$ 0.1653	1.0747 $\pm$ 0.1121	1.5010 $\pm$ 0.1125	2.0766 $\pm$ 0.1630	2.0748 $\pm$ 0.1494
72.80 - 76.66	-	0.9370 $\pm$ 0.1194	1.3761 $\pm$ 0.1346	1.6173 $\pm$ 0.1887	1.5565 $\pm$ 0.1460	2.7248 $\pm$ 0.2292	3.4737 $\pm$ 0.3036
69.10 - 72.80	-	-	1.6934 $\pm$ 0.1328	-	2.8501 $\pm$ 0.1684	3.5726 $\pm$ 0.2194	4.4809 $\pm$ 0.3254
65.51 - 69.10	0.4668 $\pm$ 0.0975	1.6339 $\pm$ 0.1319	1.7793 $\pm$ 0.1837	2.5390 $\pm$ 0.1965	2.8319 $\pm$ 0.2581	3.8052 $\pm$ 0.2505	4.5186 $\pm$ 0.3647
61.97 - 65.51	-	-	2.7374 $\pm$ 0.2877	-	3.0203 $\pm$ 0.1970	4.0624 $\pm$ 0.2884	5.3851 $\pm$ 0.3711
58.44 - 61.97	0.6097 $\pm$ 0.1812	-	2.9057 $\pm$ 0.2669	3.7155 $\pm$ 0.2855	3.8513 $\pm$ 0.2846	4.8493 $\pm$ 0.3382	5.4304 $\pm$ 0.3290
54.86 - 58.44	-	2.3580 $\pm$ 0.2039	3.5224 $\pm$ 0.2744	-	4.6060 $\pm$ 0.3505	5.5526 $\pm$ 0.5625	6.5237 $\pm$ 0.3707
51.20 - 54.86	-	-	3.9410 $\pm$ 0.4451	4.1156 $\pm$ 0.4939	6.3530 $\pm$ 0.4451	4.8888 $\pm$ 0.4263	5.5847 $\pm$ 0.4629
43.79 - 51.20	-	-	3.6679 $\pm$ 0.2030	-	-	5.3144 $\pm$ 0.5270	-
37.08 - 43.79	0.9963 $\pm$ 0.0696	2.9521 $\pm$ 0.2041	4.2436 $\pm$ 0.2594	-	-	5.1594 $\pm$ 0.3041	-
30.91 - 37.08	1.1438 $\pm$ 0.1869	-	3.4399 $\pm$ 0.2009	-	-	4.9777 $\pm$ 0.3268	-
25.18 - 30.91	1.1293 $\pm$ 0.1417	3.3499 $\pm$ 0.2509	4.1705 $\pm$ 0.4092	-	-	4.9829 $\pm$ 0.4313	-
19.77 - 25.18	1.0892 $\pm$ 0.0865	-	3.5221 $\pm$ 0.2730	-	-	4.7068 $\pm$ 0.3241	-
14.62 - 19.77	1.0310 $\pm$ 0.0885	3.6347 $\pm$ 0.2821	3.1792 $\pm$ 0.2050	-	-	3.9896 $\pm$ 0.3462	-
9.65 - 14.62	1.4743 $\pm$ 0.3298	-	2.9277 $\pm$ 0.2673	-	-	4.3461 $\pm$ 0.3765	-

Tabelle 27. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	6.01 MeV/u	6.06 MeV/u	6.11 MeV/u	6.16 MeV/u	6.25 MeV/u	6.52 MeV/u
108.16 - 116.26	-	-	-	-	-	0.3598 ± 0.0678
101.26 - 108.16	-	0.2571 ± 0.0658	-	0.2265 ± 0.0569	0.3928 ± 0.0592	1.3785 ± 0.1483
95.26 - 101.26	-	0.3971 ± 0.0871	-	0.7610 ± 0.1170	0.9036 ± 0.0865	3.3070 ± 0.2570
89.93 - 95.26	0.9290 ± 0.1423	0.7753 ± 0.1281	0.9660 ± 0.1339	1.4408 ± 0.2052	2.0213 ± 0.1554	6.6964 ± 0.4418
85.14 - 89.93	1.3261 ± 0.1513	1.5736 ± 0.2279	1.5828 ± 0.1282	1.9907 ± 0.1785	3.0143 ± 0.1711	9.3653 ± 0.5355
80.75 - 85.14	2.2113 ± 0.3055	1.8846 ± 0.1878	2.7306 ± 0.2430	3.0656 ± 0.2397	5.0256 ± 0.3218	11.6594 ± 0.6809
76.66 - 80.75	-	3.1514 ± 0.2695	3.5339 ± 0.2811	4.0257 ± 0.2840	5.9020 ± 0.4831	14.6821 ± 0.8736
72.80 - 76.66	3.6638 ± 0.2571	3.4737 ± 0.2575	4.1127 ± 0.2801	5.6065 ± 0.3659	7.4100 ± 0.4192	13.8398 ± 0.8480
69.10 - 72.80	-	4.9903 ± 0.3536	-	6.4874 ± 0.3770	8.9576 ± 0.5465	14.0941 ± 0.9569
65.51 - 69.10	5.0648 ± 0.3504	5.2387 ± 0.3394	5.9236 ± 0.4437	7.2338 ± 0.4103	8.8303 ± 0.4779	11.7811 ± 0.7355
61.97 - 65.51	-	5.5714 ± 0.3485	-	7.5221 ± 0.4409	8.9230 ± 0.4826	8.9023 ± 1.0221
58.44 - 61.97	-	6.2640 ± 0.4404	7.5264 ± 0.5028	7.3834 ± 0.4393	8.3028 ± 0.4431	8.7172 ± 0.5636
54.86 - 58.44	6.8735 ± 0.4682	6.1715 ± 0.3748	-	6.9983 ± 0.4095	8.5124 ± 0.5313	6.5800 ± 0.6730
51.20 - 54.86	-	7.8072 ± 0.4771	-	7.2584 ± 0.5036	6.3355 ± 0.4032	8.1065 ± 1.2877
43.79 - 51.20	-	6.2113 ± 0.3627	-	7.2555 ± 0.4146	5.8365 ± 0.3701	3.0655 ± 0.3681
37.08 - 43.79	6.2396 ± 0.4115	5.3003 ± 0.3229	-	5.1996 ± 0.6420	4.5958 ± 0.2529	2.2057 ± 0.1551
30.91 - 37.08	-	4.1135 ± 0.2678	-	4.3232 ± 0.2708	3.7915 ± 0.3520	1.7793 ± 0.4329
25.18 - 30.91	5.5597 ± 0.3627	3.9755 ± 0.2980	-	3.4285 ± 0.3069	2.6810 ± 0.2344	-
19.77 - 25.18	-	3.6353 ± 0.2662	-	3.0589 ± 0.2311	2.4825 ± 0.1990	-
14.62 - 19.77	3.4525 ± 0.6468	2.5846 ± 0.2851	-	2.1338 ± 0.2407	2.3784 ± 0.2548	0.9063 ± 0.2534
9.65 - 14.62	-	2.4106 ± 0.2726	-	-	1.4324 ± 0.1759	-
4.80 - 9.65	-	2.0932 ± 0.4664	-	-	1.8659 ± 0.4640	-

Tabelle 28. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.26 MeV/u	5.56 MeV/u
95.26 - 108.16	-	0.0261 ± 0.0048
89.93 - 95.26	-	0.1409 ± 0.0301
85.14 - 89.93	-	0.1931 ± 0.0283
80.75 - 85.14	0.0516 ± 0.0253	0.2144 ± 0.0110
72.80 - 80.75	0.0724 ± 0.0125	0.5251 ± 0.0376
65.51 - 72.80	0.1600 ± 0.0129	0.7442 ± 0.0416
58.44 - 65.51	0.2200 ± 0.0150	1.0002 ± 0.0533
51.20 - 58.44	0.3648 ± 0.0200	1.4117 ± 0.0899
41.51 - 48.61	0.4807 ± 0.0317	1.8048 ± 0.1082
35.09 - 41.51	0.4921 ± 0.0310	1.8899 ± 0.1023
29.22 - 35.09	0.5879 ± 0.0333	2.1592 ± 0.1174
23.78 - 29.22	0.8650 ± 0.0490	2.9624 ± 0.1644
18.66 - 23.78	0.8075 ± 0.0441	2.7550 ± 0.1539
13.79 - 18.66	0.7960 ± 0.0626	2.5105 ± 0.1354
9.10 - 13.79	0.7031 ± 0.0535	1.9885 ± 0.1171
4.52 - 9.10	0.7530 ± 0.0576	2.3579 ± 0.1293

Tabelle 29. Differentielle ^{198m}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.36 MeV/u	5.66 MeV/u	5.76 MeV/u	5.81 MeV/u	5.86 MeV/u	5.91 MeV/u	5.96 MeV/u
107.44 - 115.41	-	-	-	-	-	-	0.2411 ± 0.0796
100.62 - 107.44	-	-	-	-	0.6184 ± 0.1902	0.5863 ± 0.0549	0.8635 ± 0.1206
94.68 - 100.62	-	-	-	-	0.7705 ± 0.1007	1.0224 ± 0.1228	1.4493 ± 0.1373
89.41 - 94.68	-	0.6978 ± 0.1032	1.0099 ± 0.1308	1.2902 ± 0.1785	1.4844 ± 0.1697	1.6037 ± 0.1566	1.9047 ± 0.1537
84.66 - 89.41	0.3432 ± 0.1076	1.0035 ± 0.0984	1.4991 ± 0.1262	1.8377 ± 0.1524	1.8624 ± 0.1556	2.5704 ± 0.2378	3.2784 ± 0.2707
80.30 - 84.66	0.4481 ± 0.0940	1.1920 ± 0.1729	1.9529 ± 0.1837	2.0594 ± 0.1687	2.6715 ± 0.2429	3.5338 ± 0.2820	3.9734 ± 0.4069
76.24 - 80.30	-	-	2.5005 ± 0.2697	2.9216 ± 0.2305	3.6754 ± 0.2548	4.2472 ± 0.3481	4.8907 ± 0.5534
72.41 - 76.24	-	2.1963 ± 0.2438	3.4033 ± 0.3594	3.6664 ± 0.2515	3.6803 ± 0.2850	5.6787 ± 0.3967	6.9252 ± 0.6702
68.74 - 72.41	-	-	3.6248 ± 0.3828	-	5.2687 ± 0.3509	6.3224 ± 0.3920	7.4394 ± 0.5465
65.17 - 68.74	0.7668 ± 0.1409	2.6582 ± 0.2571	3.5339 ± 0.3016	4.3340 ± 0.3436	5.7342 ± 0.4922	7.4678 ± 0.5977	7.2900 ± 0.6099
61.65 - 65.17	-	-	4.0863 ± 0.4652	-	5.5955 ± 0.3788	6.2688 ± 0.5224	9.0782 ± 0.8905
58.14 - 61.65	-	-	4.8320 ± 0.5167	5.8657 ± 0.4464	7.0676 ± 0.4717	7.6446 ± 0.9461	9.0148 ± 0.6768
54.59 - 58.14	-	3.7527 ± 0.4597	5.1847 ± 0.6242	-	6.3204 ± 0.5059	8.8633 ± 0.7800	10.1965 ± 0.6604
50.94 - 54.59	-	-	5.8658 ± 0.8102	7.0743 ± 0.6785	8.5848 ± 0.7412	7.5274 ± 0.6087	9.4659 ± 0.8077
43.58 - 50.94	-	-	5.0532 ± 0.2931	-	-	8.8364 ± 0.6672	-
36.90 - 43.58	1.3476 ± 0.3735	4.0800 ± 0.2342	5.7221 ± 0.4058	-	-	5.6036 ± 2.2018	-
30.77 - 36.90	-	-	5.6655 ± 0.3119	-	-	8.0813 ± 1.0830	-
25.06 - 30.77	1.7001 ± 0.1799	3.7993 ± 0.3239	5.6033 ± 0.4525	-	-	8.3367 ± 0.7094	-
19.68 - 25.06	1.1814 ± 0.2325	-	5.8179 ± 1.0066	-	-	8.2307 ± 0.5332	-
14.56 - 19.68	1.3552 ± 0.2935	4.9366 ± 0.9989	4.5011 ± 0.3305	-	-	7.7437 ± 0.7388	-
9.61 - 14.56	1.1707 ± 0.1724	-	4.6758 ± 0.7296	-	-	8.0045 ± 0.7623	-

Tabelle 30. Differentielle ^{196}gAu -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	6.01 MeV/u	6.06 MeV/u	6.11 MeV/u	6.16 MeV/u	6.25 MeV/u	6.52 MeV/u
115.41 - 124.91	-	-	-	-	-	0.5782 $\pm$ 0.2773
107.44 - 115.41	-	0.3208 $\pm$ 0.0583	0.3936 $\pm$ 0.1489	0.4330 $\pm$ 0.0893	0.7302 $\pm$ 0.0703	2.2398 $\pm$ 0.1386
100.62 - 107.44	-	0.6824 $\pm$ 0.0687	-	1.1815 $\pm$ 0.0999	1.7259 $\pm$ 0.1267	6.3271 $\pm$ 0.3679
94.68 - 100.62	-	1.6888 $\pm$ 0.1185	-	2.3278 $\pm$ 0.1530	3.5363 $\pm$ 0.2160	12.1352 $\pm$ 0.6466
89.41 - 94.68	2.6913 $\pm$ 0.2363	2.7787 $\pm$ 0.1925	3.4404 $\pm$ 0.2210	4.1479 $\pm$ 0.3464	6.3814 $\pm$ 0.4052	17.9512 $\pm$ 1.1871
84.66 - 89.41	3.5862 $\pm$ 0.4106	3.8325 $\pm$ 0.3369	4.6944 $\pm$ 0.2894	5.8026 $\pm$ 0.4459	8.4192 $\pm$ 0.4661	24.3802 $\pm$ 1.4668
80.30 - 84.66	4.9203 $\pm$ 0.4745	5.2585 $\pm$ 0.3538	6.4928 $\pm$ 0.4567	8.1498 $\pm$ 0.5405	10.5677 $\pm$ 0.6561	27.3407 $\pm$ 1.8995
76.24 - 80.30	-	7.3729 $\pm$ 0.5079	7.9796 $\pm$ 0.5303	9.7079 $\pm$ 0.5676	12.9255 $\pm$ 1.0499	33.3893 $\pm$ 2.0748
72.41 - 76.24	7.0242 $\pm$ 0.5145	8.1718 $\pm$ 0.4936	9.5964 $\pm$ 0.5860	11.5948 $\pm$ 0.6804	14.5034 $\pm$ 0.8561	29.7390 $\pm$ 2.1431
68.74 - 72.41	-	10.5163 $\pm$ 0.6873	-	13.1085 $\pm$ 0.8409	16.5015 $\pm$ 0.9363	30.4108 $\pm$ 2.1333
65.17 - 68.74	9.6015 $\pm$ 0.7343	9.5792 $\pm$ 0.7506	11.8018 $\pm$ 0.8259	13.9355 $\pm$ 1.0279	16.7137 $\pm$ 1.2040	25.9151 $\pm$ 1.7814
61.65 - 65.17	-	9.9140 $\pm$ 0.6636	-	13.7217 $\pm$ 1.1734	16.7865 $\pm$ 1.0476	22.7766 $\pm$ 1.8538
58.14 - 61.65	-	10.9620 $\pm$ 0.8134	12.4044 $\pm$ 0.9331	14.1112 $\pm$ 1.1353	15.0488 $\pm$ 1.0422	21.0106 $\pm$ 2.2337
54.59 - 58.14	10.4681 $\pm$ 0.8475	10.6409 $\pm$ 1.2541	-	13.5295 $\pm$ 0.7834	14.5418 $\pm$ 1.5621	16.3934 $\pm$ 1.1047
50.94 - 54.59	-	10.6995 $\pm$ 1.5551	-	14.8282 $\pm$ 1.3121	13.0156 $\pm$ 1.2202	6.3693 $\pm$ 2.3379
43.58 - 50.94	-	9.7551 $\pm$ 0.5933	-	13.5383 $\pm$ 0.8921	10.7955 $\pm$ 0.8130	9.5390 $\pm$ 0.6529
36.90 - 43.58	10.5978 $\pm$ 0.7340	9.7514 $\pm$ 0.6683	-	11.5967 $\pm$ 0.7179	9.9037 $\pm$ 0.5565	6.6871 $\pm$ 0.5801
30.77 - 36.90	-	8.8082 $\pm$ 0.6601	-	9.6420 $\pm$ 0.7041	8.5089 $\pm$ 0.5082	5.3234 $\pm$ 0.4679
25.06 - 30.77	10.3047 $\pm$ 0.6758	7.9267 $\pm$ 0.5323	-	9.1840 $\pm$ 0.5806	7.2980 $\pm$ 0.4559	4.5373 $\pm$ 0.4686
19.68 - 25.06	-	7.9951 $\pm$ 0.5359	-	8.3699 $\pm$ 0.4768	7.1385 $\pm$ 0.4616	3.8619 $\pm$ 0.3359
14.56 - 19.68	8.8085 $\pm$ 0.7680	7.2694 $\pm$ 0.4936	-	6.4079 $\pm$ 0.5063	5.9772 $\pm$ 0.5124	3.1846 $\pm$ 0.4053
9.61 - 14.56	-	6.3190 $\pm$ 0.5338	-	-	5.2259 $\pm$ 0.4973	-
4.78 - 9.61	-	7.3159 $\pm$ 1.0102	-	-	6.1449 $\pm$ 0.9790	-

Tabelle 31. Differentielle ^{196g}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.26 MeV/u	5.56 MeV/u
107.44 - 124.91	0.0092 ± 0.0048	0.0225 ± 0.0042
94.68 - 107.44	0.0245 ± 0.0070	0.1449 ± 0.0088
89.41 - 94.68	0.0811 ± 0.0353	0.3967 ± 0.0296
84.66 - 89.41	0.1058 ± 0.0285	0.6104 ± 0.0439
80.30 - 84.66	0.2164 ± 0.0182	0.6679 ± 0.0723
72.41 - 80.30	0.2989 ± 0.0284	1.2317 ± 0.0682
65.17 - 72.41	0.4187 ± 0.0245	1.3964 ± 0.1356
58.14 - 65.17	0.5206 ± 0.0350	1.6720 ± 0.1520
50.94 - 58.14	0.7326 ± 0.0638	1.9744 ± 0.2055
41.30 - 48.37	0.7539 ± 0.0468	2.1760 ± 0.1483
34.92 - 41.30	0.6475 ± 0.0657	2.1038 ± 0.1361
29.08 - 34.92	0.7849 ± 0.0452	2.6659 ± 0.2247
23.67 - 29.08	0.9759 ± 0.0636	3.3137 ± 0.1779
18.58 - 23.67	0.9346 ± 0.0538	2.9506 ± 0.1657
13.73 - 18.58	0.8346 ± 0.0952	2.9405 ± 0.1701
9.06 - 13.73	0.7691 ± 0.1014	2.1321 ± 0.3244
4.50 - 9.06	0.9187 ± 0.0853	2.4657 ± 0.1706

Tabelle 32. Differentielle ^{196}gAu -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb, sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.36 MeV/u	5.66 MeV/u	5.76 MeV/u	5.81 MeV/u	5.86 MeV/u	5.91 MeV/u	5.96 MeV/u
89.41 - 94.68	-	-	-	-	-	0.2941 ± 0.0364	-
84.66 - 89.41	-	0.1062 ± 0.0282	0.2109 ± 0.0268	0.2293 ± 0.1191	-	-	0.5295 ± 0.1410
80.30 - 84.66	-	0.2046 ± 0.0501	-	0.4498 ± 0.1122	0.4143 ± 0.0486	0.6442 ± 0.0905	0.7355 ± 0.0654
76.24 - 80.30	-	-	0.3567 ± 0.0793	0.5222 ± 0.1134	0.5902 ± 0.0546	1.0112 ± 0.2443	0.9064 ± 0.0672
72.41 - 76.24	-	0.3482 ± 0.1083	0.5778 ± 0.0880	0.6193 ± 0.1555	0.8152 ± 0.0736	1.4306 ± 0.1205	1.3217 ± 0.1570
68.74 - 72.41	-	-	0.6365 ± 0.0708	-	1.0474 ± 0.1330	1.7998 ± 0.1248	1.6228 ± 0.1629
65.17 - 68.74	-	-	0.8357 ± 0.1187	0.8757 ± 0.1425	1.1691 ± 0.1787	1.9270 ± 0.2260	2.2937 ± 0.3337
61.65 - 65.17	-	-	0.8730 ± 0.1773	-	1.2305 ± 0.1979	2.0176 ± 0.1387	2.0083 ± 0.1160
58.14 - 61.65	-	-	0.9904 ± 0.1480	1.2188 ± 0.1677	1.2933 ± 0.1386	2.2693 ± 0.1892	2.1876 ± 0.2171
54.59 - 58.14	-	0.7333 ± 0.0984	1.0369 ± 0.1546	-	1.4073 ± 0.2307	2.7405 ± 0.4887	2.2442 ± 0.1331
50.94 - 54.59	-	-	1.0599 ± 0.2205	2.0140 ± 0.2947	2.0568 ± 0.2306	2.5931 ± 0.2832	2.2104 ± 0.3028
43.58 - 50.94	0.3635 ± 0.0494	-	1.2363 ± 0.0896	-	-	2.7698 ± 0.2344	-
36.90 - 43.58	0.3741 ± 0.0573	0.9277 ± 0.0980	1.1681 ± 0.1099	-	-	2.5614 ± 0.1977	-
30.77 - 36.90	-	-	1.1566 ± 0.1178	-	-	2.4821 ± 0.1313	-
25.06 - 30.77	-	0.7161 ± 0.1599	1.2765 ± 0.1266	-	-	2.3397 ± 0.1948	-
19.68 - 25.06	0.4854 ± 0.0890	-	1.1350 ± 0.1212	-	-	2.1987 ± 0.1439	-
14.56 - 19.68	-	0.8179 ± 0.1231	0.8954 ± 0.0853	-	-	1.9505 ± 0.2475	-
9.61 - 14.56	-	-	1.0861 ± 0.1316	-	-	2.3767 ± 0.2803	-

Tabelle 33. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	6.01 MeV/u	6.06 MeV/u	6.11 MeV/u	6.16 MeV/u	6.25 MeV/u	6.52 MeV/u
107.44 - 115.41	-	-	-	-	-	0.1683 ± 0.0374
100.62 - 107.44	-	0.0939 ± 0.0237	-	-	0.1965 ± 0.0388	0.6195 ± 0.1126
94.68 - 100.62	-	0.2643 ± 0.0952	-	0.1874 ± 0.0787	0.3847 ± 0.0544	2.2211 ± 0.1858
89.41 - 94.68	0.3981 ± 0.0538	-	-	0.6381 ± 0.1695	1.1278 ± 0.0927	3.8150 ± 0.2927
84.66 - 89.41	0.5064 ± 0.0987	0.7496 ± 0.1155	-	1.0251 ± 0.1152	1.5853 ± 0.9576	6.0643 ± 0.5144
80.30 - 84.66	-	0.8573 ± 0.1117	0.1403 ± 0.0529	1.7585 ± 0.2845	2.8051 ± 0.1902	7.8793 ± 0.4978
76.24 - 80.30	-	1.5187 ± 0.1905	2.0041 ± 0.2257	2.0464 ± 0.1807	3.1587 ± 0.2410	10.2963 ± 0.6327
72.41 - 76.24	2.0202 ± 0.1308	1.7412 ± 0.1303	-	2.5327 ± 0.2043	3.1500 ± 0.2205	10.5462 ± 0.5867
68.74 - 72.41	-	2.1075 ± 0.3332	-	3.2434 ± 0.2096	4.7776 ± 0.2986	12.0126 ± 3.8407
65.17 - 68.74	2.3559 ± 0.3120	2.4937 ± 0.2227	2.6337 ± 0.2021	2.8671 ± 0.4041	4.8607 ± 0.2603	10.3571 ± 0.9161
61.65 - 65.17	-	2.1569 ± 0.2310	-	3.9935 ± 0.3242	5.2054 ± 0.2930	10.9750 ± 0.5495
58.14 - 61.65	-	3.2694 ± 0.2180	3.6059 ± 0.3005	4.1276 ± 0.2560	5.0026 ± 0.2610	9.8081 ± 0.6540
54.59 - 58.14	2.9997 ± 0.2091	3.0392 ± 0.2022	-	4.3749 ± 0.2670	5.1303 ± 0.3052	-
50.94 - 54.59	-	2.8750 ± 0.2274	-	4.6071 ± 0.6702	4.8664 ± 0.2763	7.6608 ± 0.4556
43.58 - 50.94	-	2.2429 ± 0.1756	-	4.1074 ± 0.2458	-	-
36.90 - 43.58	2.5733 ± 0.2847	2.5648 ± 0.1735	-	3.7499 ± 0.2448	3.9615 ± 0.3494	4.1138 ± 0.3962
30.77 - 36.90	-	2.2983 ± 0.2223	-	3.3202 ± 0.1986	3.3651 ± 0.1917	3.8055 ± 0.2862
25.06 - 30.77	2.4217 ± 0.1826	2.6213 ± 0.2319	-	-	2.8372 ± 0.1520	3.2800 ± 0.6762
19.68 - 25.06	-	2.1273 ± 0.2327	-	-	-	2.5699 ± 0.4131
14.56 - 19.68	2.1779 ± 0.7820	1.9553 ± 0.1278	-	2.0231 ± 0.1809	2.6087 ± 0.1916	2.1198 ± 0.3642
9.61 - 14.56	-	1.8830 ± 0.2576	-	-	2.6658 ± 0.5386	-
4.78 - 9.61	-	1.8712 ± 0.3624	-	-	2.4386 ± 0.3707	-

Tabelle 34. Differentielle $^{196m2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb.sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.26 MeV/u	5.56 MeV/u
94.68 - 107.44	-	0.0131 ± 0.0048
89.41 - 94.68	-	0.0633 ± 0.0337
80.30 - 84.66	-	0.0821 ± 0.0049
72.41 - 80.30	-	0.1513 ± 0.0169
65.17 - 72.41	0.0485 ± 0.0043	0.2495 ± 0.0179
58.14 - 65.17	0.0648 ± 0.0037	0.3359 ± 0.0334
50.94 - 58.14	0.0969 ± 0.0104	0.4490 ± 0.0230
41.30 - 48.37	0.0983 ± 0.0107	0.4794 ± 0.0303
34.92 - 41.30	0.1074 ± 0.0073	0.4908 ± 0.0320
29.08 - 34.92	0.1174 ± 0.0171	0.5313 ± 0.0443
23.67 - 29.08	0.1595 ± 0.0280	0.6450 ± 0.0375
18.58 - 23.67	0.1441 ± 0.0307	0.5851 ± 0.0637
13.73 - 18.58	0.1370 ± 0.0778	0.5393 ± 0.1104
9.06 - 13.73	0.1244 ± 0.0504	0.4383 ± 0.0495
4.50 - 9.06	0.1179 ± 0.0327	0.4095 ± 0.0400

Tabelle 35. Differentielle $^{196\text{m}2}\text{Au}$ -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.36 MeV/u	5.66 MeV/u	5.76 MeV/u	5.81 MeV/u	5.86 MeV/u	5.91 MeV/u	5.96 MeV/u
80.98 - 85.39	-	-	-	-	-	-	0.7170 $\pm$ 0.3188
73.00 - 76.88	-	-	-	0.9366 $\pm$ 0.3930	1.0146 $\pm$ 0.2778	1.5804 $\pm$ 0.4173	2.2633 $\pm$ 0.4628
69.29 - 73.00	-	-	-	-	1.9121 $\pm$ 0.2866	2.7018 $\pm$ 0.3021	3.7825 $\pm$ 0.7114
65.68 - 69.29	-	1.0740 $\pm$ 0.3331	-	2.1260 $\pm$ 0.6228	2.6082 $\pm$ 0.6703	3.9890 $\pm$ 0.5831	5.5013 $\pm$ 0.6526
62.13 - 65.68	-	-	-	-	3.6176 $\pm$ 0.3882	6.1133 $\pm$ 0.6288	6.8231 $\pm$ 0.7061
58.59 - 62.13	-	-	3.3427 $\pm$ 0.5930	3.9827 $\pm$ 0.4925	5.0732 $\pm$ 0.6229	7.7758 $\pm$ 0.6505	9.7198 $\pm$ 0.7849
55.00 - 58.59	-	2.3617 $\pm$ 1.0052	3.7738 $\pm$ 0.6606	-	6.8659 $\pm$ 0.9187	9.3250 $\pm$ 0.8872	11.4189 $\pm$ 0.7504
51.33 - 55.00	-	-	5.2385 $\pm$ 0.9552	5.3626 $\pm$ 0.9808	-	11.7928 $\pm$ 1.0707	12.6866 $\pm$ 1.0758
43.90 - 51.33	-	-	7.1951 $\pm$ 0.4399	-	-	14.2703 $\pm$ 1.1119	-
37.17 - 43.90	1.0818 $\pm$ 0.1660	5.8099 $\pm$ 0.4061	9.0154 $\pm$ 0.6494	-	-	19.3664 $\pm$ 1.1486	-
30.99 - 37.17	-	-	12.4814 $\pm$ 0.6816	-	-	22.5592 $\pm$ 1.3596	-
25.24 - 30.99	1.9947 $\pm$ 0.4427	8.8683 $\pm$ 0.6186	15.0140 $\pm$ 1.0270	-	-	24.9066 $\pm$ 1.9362	-
19.82 - 25.24	2.0521 $\pm$ 0.3397	-	17.2474 $\pm$ 1.1590	-	-	29.6022 $\pm$ 1.6390	-
14.66 - 19.82	2.2337 $\pm$ 0.2549	11.3595 $\pm$ 1.3215	18.6144 $\pm$ 1.7078	-	-	30.1649 $\pm$ 1.7849	-
9.68 - 14.66	2.4133 $\pm$ 0.4545	-	17.4568 $\pm$ 1.7615	-	-	28.2369 $\pm$ 2.4620	-
4.81 - 9.68	1.5120 $\pm$ 0.6237	-	21.0726 $\pm$ 2.0735	-	-	-	-

Tabelle 36. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	6.01 MeV/u	6.06 MeV/u	6.11 MeV/u	6.16 MeV/u	6.25 MeV/u	6.52 MeV/u
95.55 - 101.59	-	-	-	-	-	1.9087 ± 0.4268
90.21 - 95.55	-	-	-	-	-	5.0679 ± 1.7985
85.39 - 90.21	-	-	0.7579 ± 0.2605	1.0156 ± 0.3523	2.3192 ± 0.2157	10.6106 ± 2.0407
80.98 - 85.39	-	-	0.9671 ± 0.5524	1.8009 ± 0.5247	4.2020 ± 0.6676	15.3406 ± 3.9111
76.88 - 80.98	-	2.4477 ± 0.3999	3.2455 ± 0.5503	3.8619 ± 0.4108	5.9651 ± 0.7508	22.3918 ± 2.0696
73.00 - 76.88	-	3.1609 ± 0.3851	4.5267 ± 0.4178	6.5169 ± 0.6870	9.5607 ± 0.9152	31.8819 ± 2.4895
69.29 - 73.00	-	6.1726 ± 0.6223	-	9.5603 ± 0.8531	14.9847 ± 0.9882	35.2276 ± 2.5844
65.68 - 69.29	6.9698 ± 0.6680	8.5040 ± 0.9744	9.8631 ± 1.2218	13.2821 ± 0.7957	17.9727 ± 1.2105	39.7586 ± 2.2806
62.13 - 65.68	-	9.6393 ± 0.8770	-	15.7527 ± 1.2254	23.8579 ± 1.4631	34.5505 ± 2.5178
58.59 - 62.13	-	13.8210 ± 1.4340	14.1055 ± 1.2202	20.4115 ± 1.2305	26.4330 ± 1.5009	29.0171 ± 2.1865
55.00 - 58.59	16.2883 ± 1.5466	15.9961 ± 1.0997	-	22.0586 ± 1.3229	24.7611 ± 1.4375	24.3229 ± 1.7555
51.33 - 55.00	-	16.6837 ± 1.6641	-	27.2351 ± 1.5892	28.6005 ± 1.6010	-
43.90 - 51.33	-	18.2676 ± 1.2227	-	25.8225 ± 1.6658	24.6365 ± 2.9600	14.8166 ± 0.9365
37.17 - 43.90	26.4452 ± 1.5549	19.2996 ± 1.8708	-	30.0847 ± 2.2225	26.0613 ± 1.6538	9.6164 ± 0.7439
30.99 - 37.17	-	25.4687 ± 1.5391	-	24.6676 ± 2.6267	21.9478 ± 1.3224	6.3672 ± 0.6158
25.24 - 30.99	31.7802 ± 1.9828	25.6883 ± 1.5036	-	23.9362 ± 1.3735	20.9172 ± 1.1766	3.1268 ± 0.5355
19.82 - 25.24	-	25.0968 ± 1.7099	-	21.9993 ± 1.2694	16.1562 ± 1.0053	3.6818 ± 3.3138
14.66 - 19.82	30.6899 ± 1.6552	23.4350 ± 1.5734	-	20.3804 ± 1.1689	15.5120 ± 1.1225	3.4365 ± 0.4494
9.68 - 14.66	-	26.1504 ± 1.8102	-	-	14.4662 ± 1.3272	-
4.81 - 9.68	-	22.5013 ± 2.5264	-	-	15.1199 ± 1.8302	-

Tabelle 37. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Θ_{CM} -Bereich [Grad]	5.26 MeV/u	5.56 MeV/u
65.68 - 73.00	0.0657 ± 0.0263	0.3944 ± 0.0405
58.59 - 65.68	0.1417 ± 0.0357	0.7803 ± 0.0530
51.33 - 58.59	-	1.3333 ± 0.0932
41.61 - 48.73	0.3152 ± 0.0430	2.6746 ± 0.1370
35.17 - 41.61	0.5298 ± 0.0290	3.8445 ± 0.1956
29.29 - 35.17	0.6747 ± 0.0570	4.6330 ± 0.2373
23.83 - 29.29	0.9553 ± 0.0779	6.7770 ± 0.3538
18.71 - 23.83	1.0206 ± 0.0691	7.2713 ± 0.4799
13.83 - 18.71	1.2663 ± 0.1685	7.9524 ± 0.4371
9.12 - 13.83	1.1284 ± 0.1245	7.9048 ± 0.4242
4.53 - 9.12	1.3321 ± 0.1250	7.9184 ± 0.5140

Tabelle 38. Differentielle ^{199}Au -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ (Forts.)
Angaben in [mb/sr].

Anhang D. Integrale Transferquerschnitte im System
 $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

E_{LAB} [MeV/u]	E_{CM}/V_C	^{237}U	^{240}U	^{238}Np	^{239}Np
5.34	0.871	-	0.192 ± 0.035	-	11.1 ± 1.6
5.54	0.903	-	-	0.041 ± 0.007	23.4 ± 3.5
5.75	0.937	-	1.68 ± 0.31	0.165 ± 0.028	39.3 ± 6.4
5.85	0.954	-	-	0.565 ± 0.072	64.0 ± 7.9
6.25	1.019	128 ± 20	10.1 ± 1.5	1.99 ± 0.33	76.6 ± 12.7

Tabelle 39. U- und Np-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Angaben in [mb].

E_{LAB} [MeV/u]	E_{CM}/V_C	^{232}Pa	^{234g}Pa
5.54	0.903	< 0.65	< 0.55
5.75	0.937	< 5.5	< 5.2
5.85	0.954	< 0.45	0.17 ± 0.03
6.25	1.019	0.45 ± 0.10	1.13 ± 0.20

Tabelle 40. ^{232}Pa - und ^{234g}Pa -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Angaben in [mb].

E_{LAB} [MeV/u]	E_{CM}/V_C	σ [μb]
5.34	0.871	< 0.0244
5.54	0.903	0.087 ± 0.043
5.75	0.937	0.91 ± 0.16
5.85	0.954	5.8 ± 0.8
6.07	0.990	24 ± 6
6.25	1.019	75 ± 12

Tabelle 41. Integrale Querschnitte für ^{227}Th in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

Reaktionsprodukt	σ [μb]
^{228}Th	275 ± 45
^{225}Ac	163 ± 26
^{226}Ac	235 ± 37
^{223}Ra	169 ± 25
^{224}Ra	252 ± 37
^{225}Ra	164 ± 24

Tabelle 42. Ra- und Ac-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 6.25 MeV/u

Anhang E. Integrale Transferquerschnitte im System
 $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

E_{LAB} [MeV/u]	$E_{\text{CM}}/V_{\text{C}}$	^{237}U	^{240}U	^{238}Np	^{239}Np
5.56	0.931	82 ± 14	0.258 ± 0.044	0.294 ± 0.053	11.8 ± 2.1
5.57	0.933	118 ± 18	0.402 ± 0.061	0.378 ± 0.061	13.1 ± 2.1
5.65	0.946	124 ± 21	0.496 ± 0.091	0.82 ± 0.17	20.6 ± 3.7
5.66	0.948	206 ± 34	-	1.00 ± 0.15	24.7 ± 3.7
5.76	0.964	166 ± 25	0.85 ± 0.13	1.36 ± 0.22	22.6 ± 3.7
5.86	0.981	203 ± 35	1.49 ± 0.32	3.42 ± 0.56	45.2 ± 7.2
5.96	0.998	222 ± 37	1.71 ± 0.29	4.48 ± 0.73	43.0 ± 7.1
5.96	0.998	124 ± 21	-	3.76 ± 0.68	39.5 ± 7.0
6.16	1.031	377 ± 73	3.59 ± 0.73	-	-
6.525	1.092	303 ± 50	3.88 ± 0.65	14.6 ± 2.4	115 ± 19

Tabelle 43. Integrale Querschnitte in $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$ für ^{237}U , ^{240}U , ^{238}Np und ^{239}Np
Angaben in [mb].

E_{LAB} [MeV/u]	$E_{\text{CM}}/V_{\text{C}}$	^{232}Pa	^{234g}Pa
5.57	0.933	0.022 ± 0.015	0.090 ± 0.019
5.86	0.981	-	0.355 ± 0.086
5.96	0.998	1.29 ± 0.56	1.15 ± 0.37
6.16	1.031	1.12 ± 0.19	1.84 ± 0.31
6.525	1.092	6.8 ± 1.2	8.8 ± 1.4

Tabelle 44. ^{232}Pa - und ^{234g}Pa -Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$
Angaben in [mb].

E_{LAB} [MeV/u]	E_{CM}/V_C	^{227}Th	^{228}Th	^{225}Ac	^{226}Ac	^{223}Ra	^{224}Ra	^{225}Ra
5.56	0.931	0.144 ± 0.047	-	0.58 ± 0.10	-	0.60 ± 0.22	2.47 ± 0.54	0.54 ± 0.20
5.57	0.933	1.02 ± 0.25	-	0.22 ± 0.06	0.37 ± 0.08	0.32 ± 0.11	0.65 ± 0.13	0.17 ± 0.06
5.65	0.946	-	-	3.18 ± 0.48	-	-	-	-
5.66	0.948	4.07 ± 0.68	-	-	3.1 ± 1.2	3.03 ± 0.96	5.75 ± 1.73	2.73 ± 0.97
5.76	0.964	16.6 ± 2.7	-	-	-	7.9 ± 1.5	19.4 ± 3.5	7.8 ± 1.4
5.86	0.981	55.2 ± 9.1	162 ± 28	48.2 ± 8.9	32.6 ± 5.9	21.9 ± 5.2	63 ± 20	22 ± 20
5.96	0.998	91 ± 15	-	-	98 ± 23	44.8 ± 8.5	73 ± 14	26.5 ± 5.4
5.96	0.998	-	-	77 ± 12	-	12.5 ± 4.5	26.3 ± 6.2	13.7 ± 2.8
6.16	1.031	328 ± 52	780 ± 130	533 ± 92	510 ± 88	191 ± 28	328 ± 50	85 ± 13
6.525	1.092	1370 ± 220	2040 ± 330	2540 ± 440	1860 ± 290	1100 ± 160	2510 ± 380	486 ± 71

Tabelle 45. Th-, Ac- und Ra-Isotopen-Querschnitte in der Reaktion $^{238}\text{U} + ^{197}\text{Au}$

Alle Angaben in [μb].

Anhang F. Differentielle Querschnitte für ^{227}Th in dem System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

LAB-Winkelbereich [Grad]	CM-Winkelbereich [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
76.2 - 90.0	144.3 - 180.0	0.86 ± 0.13
69.7 - 76.2	133.3 - 144.3	1.88 ± 0.31
63.7 - 69.7	122.5 - 133.3	1.60 ± 0.18
54.2 - 63.7	104.9 - 122.5	0.84 ± 0.18
44.4 - 54.2	88.6 - 104.9	0.17 ± 0.03
41.8 - 26.2	93.7 - 122.8	0.24 ± 0.04
26.2 - 21.9	122.8 - 130.5	1.45 ± 0.25
17.4 - 21.9	130.5 - 138.3	2.27 ± 0.48
9.5 - 17.4	138.3 - 150.8	4.04 ± 0.65
6.4 - 9.5	150.8 - 155.2	12.4 ± 2.1

Tabelle 46. Differentielle ^{227}Th -Querschnitte im System $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ bei 5.85 MeV/u
Die bei Laborwinkeln $< 45^\circ$ angegebenen CM-Winkel sind bereits an 90° gespiegelt.

Zum Schluß sei all denen gedankt, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. J.V. Kratz danke ich für die interessante Themenstellung, das stete Interesse am Fortgang dieser Arbeit, die tatkräftige Mitarbeit in den Experimenten und viele weitere Hilfestellungen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Wirth für die hervorragende Zusammenarbeit und die vielfache Unterstützung in allen möglichen Problemen. In den zahlreichen Diskussionen habe ich als Chemiker viel über die Physik gelernt.

Frau Fan Wo danke ich für die umfangreiche Mithilfe bei der Auswertung der riesigen Datenmenge.

Herrn Dr. N. Trautmann danke ich für die Hilfestellungen bei den Experimenten mit der aufwendigen Aktinidenchemie. Hierbei haben auch eine Reihe von Mitarbeitern des Instituts für Kernchemie in Mainz in vielen, oft nächtlichen Stunden mitgeholfen. Im einzelnen bedanke ich mich dafür bei den Damen und Herren A. Diel, D. Gembalies-Datz, B. Görtz, R. Heimann, U. Othmer, P. Thörle und S. Zauner.

Herrn Dr. W. Brühle danke ich für die vielseitige Unterstützung in allen Strahlzeiten, insbesondere für die interessanten Eindampfmethode bei der Entfernung von Fängerfolienmaterial zur Vorbereitung der Aktinidenchemie.

Bei den Herren E. Jäger und E. Schimpf bedanke ich mich für die Vorbereitung der Meßtechnik und des Bestrahlungsmeßplatzes für Strahlzeiten und für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Den Herren H. Kronenburg und M. Mendel danke ich für die funktionsfähige Bereitstellung der umfangreichen Meßkapazität in Mainz.

Frau B. Schausten danke ich für viele chemischen Trennungen, die bei der GSI in Darmstadt gemacht wurden.

Bei meinen ehemaligen und jetzigen Arbeitskreiskollegen bedanke ich mich für viele Hilfen in den Strahlzeiten.

Insbesondere sei meinen Zimmerkollegen Dr. U.W. Scherer und H.P. Zimmermann, sowie dem Großforscher R. Schmidt gedankt für die nette Atmosphäre auch in der Freizeit.

